N° D'ORDRE : 322

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences de l'Université de Lyon

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

NGUYEN-HUU-DOAN

1re THÈSE : Étude spectrophotométrique de la lumière du ciel crépusculaire et nocturne dans le visible.

2e THÈSE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 12 Décembre 1963 devant la Commission d'examen :

MM. J. DUFAY — *Président.*
R. GRANDMONTAGNE, M. DUFAY, D. BARBIER — *Examinateurs.*

ÉDITIONS DU CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
15, Quai Anatole France
PARIS 7e

N° D'ORDRE : 322

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences de l'Université de Lyon

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

NGUYEN-HUU-DOAN

1re THÈSE : Étude spectrophotométrique de la lumière du ciel crépusculaire et nocturne dans le visible.

2e THÈSE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 12 Décembre 1963 devant la Commission d'examen :

MM.	J. DUFAY	*Président.*
	R. GRANDMONTAGNE	*Examinateurs.*
	M. DUFAY	
	D. BARBIER	

ÉDITIONS DU CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
15, Quai Anatole France
PARIS 7e

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

DOYENS HONORAIRES

MM. Longchambon, Douin, Moussa, Gauthier Henri.

PROFESSEURS HONORAIRES

MM. Locquin, de Larambergue, Sollaud, Mentzer, Moussa, Jaffard, Douin, Henri Eyraud, Dejardin, Viret.

DOYEN

M. Braconnier.

R. UNIV. BIBLIOTHEEK LEIDEN

ASSESSEURS

MM. Mesnard, Boidin.

PROFESSEURS

MM.	Longchambon	Minéralogie.
	Prettre	Chimie industrielle.
	Courty	Chimie-Physique.
	Kuhner	Botanique.
	Malécot	Mécanique rationnelle et appliquée.
	Paris	Chimie minérale.
	Aumeras	Chimie.
	Colonge	Chimie organique.
	Janin	Physique expérimentale.
	Flandrin	Géologie appliquée.
	Bernard	Physique industrielle.
	Dufay Jean	Astronomie.
	Nigon	Zoologie expérimentale.
	Gauthier Henri	Géologie générale.
	Wauthier	Zoologie.
MM.	Chopin	Chimie biologique.
	Cueilleron	Chimie.
	Braconnier	Calcul différentiel et intégral.
	Eyraud Charles	Chimie-Physique appliquée.
	Sarazin	Physique nucléaire.
	Boidin	Microbiologie et Mycologie.
	Pérès	Physiologie.
	Mesnard	Électronique.
	Grandmontagne	Physique.
	Boutillier	Minéralogie.
	Lafoucrière	Physique nucléaire.
	Dreux	Chimie organique.
	Teichner	Chimie industrielle.
	Pavans de Ceccatty	Zoologie.
	Merlin	Chimie analytique.
	Dufay Maurice	Physique de l'atmosphère.
	Fraisse	Mathématiques.
	Lubet	Physiologie.
	Philbert	Physique nucléaire.
	Cohen-Adad	Chimie.
	David Louis	Géologie générale.

PROFESSEURS SANS CHAIRE

MM.	Gaume	Physique.
	Depraz	Physique nucléaire.
	Féron	Mathématiques.
	Laforgue	Physique.
	Legay	Zoologie expérimentale S. P. C. N.
	Uzan	Physique S. P. C. N.
	Gauthier Jean	Chimie.
MM.	Chenevoy	Géologie appliquée.
	Chanel	Psychophysiologie.
	Ginet	Zoologie.
	Asch	Physique.
	Maury	Mathématiques.
	Michel Pierre	Minéralogie.
	Ducet	Biologie végétale.

MAITRES DE CONFÉRENCES

Mlle	Maitrot	Physique.
Mme	Ericson	Physique générale.
MM.	Gévin	Géologie générale.
	Ponasse	Mathématiques.
	d'Incan	Physique.
	Martel	Mécanique.
	Lefebvre	Mathématiques.
	Pernet	Mathématiques.
	Chery	Physique.
	Bergeon	Physique C. S. U.
Mlle	Gautheron	Chimie biologique.
MM.	Mathieu	Mécanique des fluides.
	Erbeia	Physique.
	Descotes	Chimie organique.
	Picard	Mathématiques.
	Lemoigne	Botanique.
	Demarcq	Géologie générale.
	Michel Georges	Biochimie
	Lebreton	Biologie végétale
	David Jean	Biologie animale
	Tousset	Chimie propédeutique

MAITRE DE CONFÉRENCES ADJOINT

M. Pierron ..... Chimie.

SECRÉTAIRE PRINCIPAL HONORAIRE

M. Roux

CONSEILLER ADMINISTRATIF

M. Burnet

ÉTUDE SPECTROPHOTOMÉTRIQUE DE LA LUMIÈRE DU CIEL NOCTURNE ET CRÉPUSCULAIRE DANS LE VISIBLE

par NGUYEN-HUU-DOAN

(Observatoires de Lyon et de Haute-Provence)

RÉSUMÉ. — *On présente les résultats d'observation de la lumière du ciel nocturne et crépusculaire à l'Observatoire de Haute-Provence (latitude 43°56′ N, altitude 670 m) par spectrophotométrie photographique à l'aide d'un spectrographe à réseau donnant une dispersion de 48 Å/mm dans le second ordre et dont la résolution est de l'ordre de 1 à 2 Å.*

Cette première partie *du travail concerne l'étude du spectre du ciel nocturne de 5500 à 6650 Å et accessoirement de 7300 à 8550 Å.*

Dans le premier chapitre, l'auteur a mesuré les longueurs d'onde de nombreuses raies résolues des bandes (8-2), (5-0), (9-3), (6-1), (9-4), (4-0), (5-1) et (6-2) de OH. La mesure de leurs intensités dans les bandes (6-1) et (9-3) permet d'évaluer la température de rotation de la molécule OH. Effectuée sur 38 clichés pris de janvier à décembre 1961, elle met en évidence une variation saisonnière de la température, maximum en hiver (235 °K) minimum en été (200 °K). Cette variation est de même sens que celle observée à bord des fusées et comparable à celle trouvée indépendamment par L. WALLACE *sur les bandes de OH à l'Observatoire Yerkes (latitude 52°5). L'auteur ne trouve pas de variation significative du rapport des intensités des bandes (9-3) et (6-1) de OH contrairement aux observateurs russes.*

Le deuxième chapitre concerne le doublet D nocturne. L'auteur a mesuré le rapport des intensités des raies D_2 et D_1. Trente quatre mesures de ce rapport de janvier 1961 à février 1962 en visant au Nord à 75° du zénith montrent qu'il est inférieur au rapport théorique 2. Au zénith au contraire, il est bien voisin de 2. Il s'agit donc d'un effet d'auto-absorption. La discussion théorique conduit à penser que l'excitation se produit par le haut de la couche de Na. Le nombre des atomes excités par colonne de 1 cm² de section serait ainsi de l'ordre de 5.10^9 en été et 25.10^9 en hiver.

Le troisième chapitre résume d'abord des observations sur les variations d'intensité de la raie H_α de l'hydrogène, observée à 15° de l'horizon Nord, déjà partiellement publiées en collaboration avec J. *et* M. DUFAY. *La forte augmentation d'intensité constatée de janvier à avril (maximum au milieu d'avril) provient du passage dans le champ des nébuleuses gazeuses identifiées. Les observations en dehors de la Voie Lactée montrent des variations très atténuées. Celles-ci semblent en corrélation avec celles des bandes OH. Les observations actuelles ne permettent pas encore de confirmer l'excitation d'atomes extra-atmosphériques après absorption par fluorescence de la raie solaire Lyman β.*

ABSTRACT. — *Observations of twilight and night airglow at the Haute-Provence Observatory (latitude 43°56′ N, altitude 670 m) by photographic spectrophotometry with a grating spectrograph giving a second order dispersion o-48 Å/mm and a resolution of 1 or 2 Å, are presented.*

The first part of the paper deals with the spectrum of night airglow between 5500 and 6650 Å, and in addition between 7300 and 8550 Å.

In the first chapter, wavelengths are given for numerous resolved lines of the OH bands (8-2), (5-0), (9-3), (6-1), (9-4), (4-0), (5-1) and (6-2). Intensities measurements in the (6-1) and (9-3) bands give an estimation of the OH rotation temperature. Made on 38 plates from January to December 1961, they show a saisonnal variation of the temperature with a winter maximum (235 °K) and a summer minimum (200 °K). Such a variation has been observed by rockets. It is also similar to the variation independently found by L. WALLACE *on the OH bands at Yerkes Observatory (latitude 52°5). Contrary to the Russian observers, the present author did not find any significant variation for the ratio of (9-3) and (6-1) intensities.*

The second chapter is devoted to the night D doublet. The intensity ratio of D_2 and D_1 lines has been measured, 34 measurements from January 1961 to February 1962 pointing to the North at 75° zenith distance gave a ratio less than the theoretical one, which is 2. Pointing to zenith however, the ratio is well about 2. This points towards a self absorption effect. A discussion leads to the idea that the excitation proceeds from the top of the Na layer. The number of excited atoms in a column having a 1 cm² section would then be of the order of 5.10^5 in summer and 25.10^9 in winter.

The third chapter recalls first observations on the intensity varations of the hydrogen H_α line taken at 15° from the northern horizon, which have been partially published together with J. *and* M. DUFAY. *The large increase of intensity from January to April (maximum in the middle of April) is caused by the crossing of gaseous nebula which have been identified. Observations outside the Milky Way show nearly disappearing variations, which seem correlated with the observations of the OH bands. Present data don't permit to confirm an excitation of extra-atmospheric atoms after fluorescence absorption of Solar Lβ line.*

Резюме. — Показываются результаты наблюдения свечения ночного неба и сумеречного неба в обсерватории Выдокой Прованс (широта 43°56′ С, высота 670 м) по фотографической спестрофотометрии с помощью спектрографа с решёткой дающего дисперсию в 48 Å/мм во втором порядке, разрешающая способность которого порядка от 1 до 2 Å Эта первая часть работы относится к изучению спектра ночного неба от 5500 и 6650 Å и дополнительно от 7300 до 8550 Å.

В первой главе автор измерил длины волн многочисленных линий разрешенных из полос (8-2), (5-0), (9-3), (6-1), (9-4), (4-0), (5-1) и (6-2) молекулы OH. Измерение их интенсивности в полосах (6-1) и (9-3) позволяет оценить температуру вращения молекулы OH. Исполненное на 38 пластинках снятых между январем и декабрем 1961 года, оно выявляет сезоное изменение температуры, максимальной зимой (235 °К) и минимальной летом (200 °К). Это изменение является того-же направления что и то которое наблюдалось с ракет и схоже с тем которое было независимо найдено Л. Валласом на полосах OH в обсерватории Иеркес (широта 52° 5). В противоположность русским наблюдателям, автор не нашел заметного изменения в отношении интенсивностей полос (9-3) и (6-1) молекулы OH.

Вторая глава относится к ночному дублету D. Автор изнорил соотношение интенсивностей линий D_2 и D_1. Тридцать четыре измерения этого соотношения, от января 1961 года до февраля 1962 года, с наводкой на Север и на 75° от зенита, показывают что оно меньше теоретического соотношения 2. Наоборот, на зените оно близко к 2. Здесь мы значит имеем дело с эффектом авто-поглощения. Теоретическое обсуждение позволяет думать что возбуждение проявляется вверху слоя Na. Число атомов возбужденных в колонне в 1 см² по разрезу будет таким образон порядка 5.10^9 летом и 25.10^9 зимой. Третья глава сначала дает обзор наблюдений по изменениям интенсивности линии H_α водорода, наблюдаемой на 15° от северного горизонта, уже частично опубликованных в сотрудничестве с И. и М. Дюфеями. Сильное увеличение интенсивности установленное от января до апреля (максимум в середине апреля) происходит от прохода в поле опознанных газовых туманностей. Наблюдения вне млечного пути показывают очень смягченные изменения. Они кажутся в связи с изменениями полос OH. Современные наблюдения ещё не позволяют утверждать возбуждение вне атмосферных атомов после флуоресцентного поглошения солнечной линии Лимана β.

Introduction

Le spectre d'émission de la lumière du ciel nocturne est caractérisé par quelques raies atomiques et de nombreuses bandes moléculaires émises par les gaz de la haute atmosphère. Les raies atomiques les plus intenses sont les raies interdites de l'oxygène neutre (raie verte 5577 Å transition $^1S_0 - {}^1D_2$, raies rouges : 6300 et 6364 Å transitions $^1D_2 - {}^3P_2$ et $^1D_2 - {}^3P_1$), les raies jaunes de l'atome neutre du sodium (appelées encore doublet D : 5890-5896 Å transition $^2P - {}^2S$) et les raies plus faibles qui sont les raies interdites de l'atome neutre d'azote (doublet 5198-5200 Å transition : $^4S - {}^2D$) dont la présence est peut-être sporadique. Depuis quelques années, grâce à la dispersion et à la luminosité accrues des spectrographes à réseau, on a pu déceler la présence permanente de la raie Hα de l'atome neutre d'hydrogène. Les bandes moléculaires sont les plus nombreuses, elles sont en général faibles sauf dans l'infra-rouge. Dans le violet et l'ultraviolet, ce sont des bandes dégradées vers le rouge du système interdit de la molécule O_2 (système de Herzberg A $^3\Sigma^+ u - X\ ^3\Sigma^- g$), ce système s'étend jusque dans le bleu. Du bleu jusqu'à l'infra-rouge, on ne rencontre presque exclusivement que des bandes de vibration-rotation de la molécule OH sauf une seule bande vers 8645 Å qui est attribuée au système atmosphérique de la molécule O_2 [2] (transition 0-1 du système $b\,^1\Sigma^+ g - X\,^3\Sigma^- g$). Le spectre de la molécule OH, découvert par A. B. Meinel [3] en 1950 dans le proche infra-rouge puis identifié dans le rouge par J. Cabannes, J. et M. Dufay [4] a été retrouvé au laboratoire dans la flamme du chalumeau oxhydrique [5] et plus récemment en faisant agir l'hydrogène sur l'ozone [6]. Dans l'infra-rouge, (0,88 à 1,1 micron), de beaux spectres du ciel nocturne ont été obtenus par V. I. Krassovsky [7] grâce au convertisseur d'image électronique et par M. Dufay au moyen d'un monochromateur à réseau tournant [8] dont le spectre défile sur la cathode d'un photomultiplicateur de Ce-O-Ag. L'étude du spectre jusqu'à 2 microns a été faite par H. Gush et A. V. Jones [9] avec une cellule PbS.

Un spectre continu relativement intense se superpose à ces bandes et raies d'émission. La présence des principales raies d'absorption de Fraunhofer montre qu'il provient en grande

partie des étoiles faibles et, accessoirement, de l'extension de la lumière zodiacale [10]. D'autre part, les mesures directes au moyen des fusées faites par J. P. Heppner et L. H. Meredith [11] ont montré que, dans le bleu-violet, 50 % de l'intensité totale du spectre continu provenait de la haute-atmosphère.

Aux crépuscules du matin et du soir, plusieurs radiations du ciel nocturne acquièrent une grande intensité. On voit même apparaître plusieurs radiations faibles généralement absentes pendant la nuit. Comme le rayonnement solaire intervient d'une manière plus ou moins directe sur l'excitation, on peut évaluer l'altitude et la distribution de la couche émissive en suivant la variation de l'intensité émise par rapport à la hauteur du Soleil sous l'horizon.

Le doublet de Na est exalté au crépuscule et à l'aube [12]. On admet aujourd'hui qu'il est produit par résonance optique suivant le processus :

$$Na(^2S) + h\nu\ (5892\ \text{Å}) \rightarrow Na(^2P)$$
$$Na(^2P) \rightarrow Na(^2S) + h\nu\ (5892\ \text{Å}).$$

Le même mécanisme est tenu pour responsable de l'émission de la raie rouge du lithium (doublet non séparé ^2P — ^2S 6708 Å) [13], de la raie rouge du potassium (doublet 7665-7699 Å) [14] et aussi de l'exaltation fugitive des bandes violettes de N_2^+ [15].

Les raies rouges interdites de l'atome neutre d'oxygène 6300-6364 Å montrent un renforcement plus prolongé au crépuscule [16] et les phénomènes du matin et du soir ne sont pas symétriques [17]. D'après J. Cabannes [18], les radiations ultraviolettes solaires ($\lambda < 1750$ Å) dissocient les molécules d'oxygène suivant le processus :

$$O_2 \rightarrow O(^3P) + O(^1D)$$

et les raies rouges seraient émises par retour de l'état ^1D à l'état normal ^3P. Cette hypothèse est confirmée par D. Barbier [19]. Cet auteur montre que la résonance ne fournit qu'une contribution négligeable, alors que la dissociation radiative rend compte du phénomène observé. Mais d'après J. W. Chamberlain [20], à haute altitude, l'émission résulterait de l'accélération du processus de recombinaison :

$$O_2^+ + e \rightarrow O^* + O^*$$
$$O^+ + O_2 \rightarrow O + O_2^+.$$

L'émission crépusculaire des raies interdites (5198-5200 Å) de l'atome neutre d'azote est sporadique [21]. Elle est peut-être liée à l'indice géomagnétique K_p.

On peut encore citer d'autres raies d'émission dont les découvertes sont récentes. Ce sont les raies : 10830 Å (^3P — ^3S) de l'hélium et 1215 Å de l'hydrogène [22-23]. Ces raies sont excitées par fluorescence.

Instruments et méthodes d'observation

Nous disposons pour ce travail de deux spectrographes :

1° Un spectrographe à deux prismes de Cojan très lumineux déjà plusieurs fois décrit [24]. Il est muni d'un dispositif de défilement de la plaque photographique [25]. Bien que la dispersion soit faible, il peut encore rendre de grands services, néanmoins, nous ne l'utilisons que dans les cas exceptionnels.

2° Un spectrographe à réseau, construit par la Société R. E. O. S. C. d'après les plans de M. Dufay. Il possède les caractéristiques suivantes :

Collimateur : longueur focale 125 cm, ouverture F/10.

Objectif : miroir sphérique, longueur focale 10 cm, ouverture F/1.

Réseau à réflexion Bausch et Lomb à 600 traits au mm, dimensions 102 × 127 mm.

L'aberration est corrigée par un système de lentilles sphériques (voir schéma ci-dessous) (fig. 1).

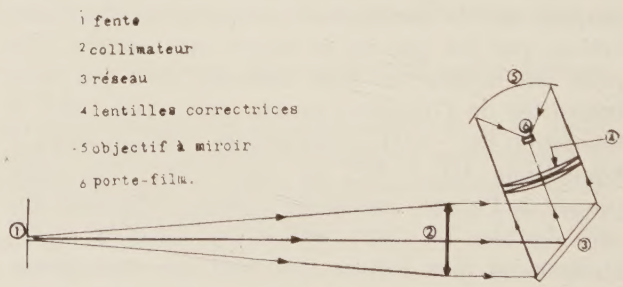


Fig. 1. — Schéma du spectrographe du réseau.

L'angle de blaze du réseau est de 28° qui correspond à 1,56 micron dans le premier ordre. Nous utilisons l'appareil dans le second ordre. La dispersion obtenue est de 48 Å/mm. La longueur du spectre est de 40 mm et la hauteur 4,5 mm. L'intervalle spectral ainsi couvert est de l'ordre de 1900 Å. Une légère rotation du réseau nous permet de prendre des spectres en plusieurs poses de 4800 à 8800 Å. Avec une fente de largeur

0,4 mm qui donne une image projetée sur le film 0,04 mm correspondant à 2 Å, le doublet D de NaI (écart entre les deux raies 6 Å) est complètement résolu.

Les observations sur le ciel ont été effectuées à l'Observatoire de Haute-Provence (latitude 43° 56′ N, altitude 670 m). Aux crépuscules, les spectrographes ont été pointés dans l'azimut du Soleil et quelquefois dans la direction perpendiculaire, à une distance zénithale de 75°. Au cours du crépuscule du soir, les poses sont commencées quand la dépression solaire (hauteur du Soleil sous l'horizon) atteint 5°. Elles se succèdent avec des temps de pose croissant de 2 minutes (à — 5°) à 12 minutes (à — 12°). Au crépuscule du matin, on recommence en sens inverse. Pendant les poses nocturnes qui varient de 6 à 20 heures et quelquefois plus les spectrographes sont généralement dirigés vers le Nord à la même distance zénithale. Les spectres obtenus sont accompagnés de spectres de gradation des émulsions utilisées (103 aE, 103 aD, 103 aF, IN de la société Eastman Kodak) obtenus au moyen d'un spectrographe d'étalonnage à pénombre construit suivant le principe de Soleillet-Barbier [26]. Il est muni d'un diaphragme à contour doublement exponentiel entre la fente et l'objectif du collimateur. Les images monochromatiques de la source (lampes spectrales Philips à l'He, au Na, au Cd, ou au Xe....) sont dégradées dans la direction Ox perpendiculairement à la dispersion suivant la loi :

$$I = k_1 \exp(x) + k_2$$

I est l'intensité de la lumière, k_1 et k_2 sont des constantes. x est donc fonction linéaire de log. I.

La variation de sensibilité de l'émulsion et de transparence avec la longueur d'onde est mesurée au moyen d'un spectre continu fourni par une lampe de température de couleur connue. Pour le calcul de la distribution d'énergie, on utilise la formule de Wien :

$$I_{abs.} = C_1 \lambda^{-5} \exp(-C_2/\lambda T)$$

$I_{abs.}$ est l'intensité théorique calculée ; λ est la longueur d'onde, T la température absolue, C_1 et C_2 sont des constantes. Comme nous ne prenons que les rapports des intensités la constante C_1 disparaît et la constante C_2 a été prise égale à 14320 microns-degrés. Soit λ_0 une longueur d'onde quelconque prise comme origine, nous avons :

$$\log_{10}(I_\lambda/I_{\lambda_0}) = -5 \log_{10}(\lambda/\lambda_0) + (C_2/T)(\lambda_0^{-1} - \lambda^{-1}) \log_{10} e.$$

La comparaison de la courbe théorique avec la courbe expérimentale permet d'obtenir pour chaque longueur d'onde un facteur de correction qui, bien sûr, varie d'après le genre d'émulsion utilisée.

Les spectres ont été réenregistrés au microphotomètre Chalonge. Comme leur hauteur est relativement grande, les erreurs de mesure sont réduites.

Dans le dépouillement des spectres crépusculaires, les raies d'émission de la haute-atmosphère sont superposées au spectre de diffusion de la lumière solaire. Pour les raies D par exemple, elles sont superposées aux raies d'absorption D solaires et aux raies telluriques de la vapeur d'eau. Pour calculer l'intensité des raies d'émission, faisons le raisonnement suivant :

Soit J l'intensité totale de la raie, par définition on a :

$$J = \int_{-\infty}^{+\infty} (I - I_0)\, d\lambda$$

I_0 est l'intensité du spectre continu pour la longueur d'onde de la raie et I est l'intensité apparente de la raie (en absorption ou en émission). Comme le contour de la raie est purement instrumental, l'intensité totale J est proportionnelle à $I_1 - I_0$ où I_1 est l'intensité centrale de la raie ; on a donc :

$$J = (I_1 - I_0)\,\Delta\lambda.$$

Pour le spectrographe à réseau, le coefficient de proportionalité $\Delta\lambda$ est pratiquement constant d'un bout à l'autre du spectre obtenu ; pour le spectrographe à prismes $\Delta\lambda$ est inversement proportionnel à la dispersion. Soient I_A l'intensité centrale de la raie en absorption et J_A l'intensité totale de la raie en absorption, on a :

$$J_A = (I_A - I_0)\,\Delta\lambda$$

si J_E est l'intensité de la raie en émission, on a :

$$J_E = J - J_A = (I_1 - I_A)\,\Delta\lambda.$$

On détermine donc pendant le jour où le spectre solaire est prédominant, le rapport $I_A/I_0 = k$; k dépend de la dispersion de l'appareil et pour un spectrographe donné de la largeur de la fente. On a en définitive :

$$J_E = (I_1 - kI_0)\,\Delta\lambda.$$

Par exemple : pour notre spectrographe à réseau, avec la largeur de fente utilisée de 0,35 mm les valeurs de k correspondant aux raies D solaires et telluriques sont : $k_{(D_1)} = 0{,}762$ et $k_{(D_2)} = 0{,}700$.

Au début du crépuscule, la présence des raies d'absorption gêne beaucoup les observations du sodium crépusculaire. A mesure que la dépression solaire augmente, la lumière diffusée diminue d'où I_0 diminue et la raie d'émission émerge du continu quand I_1/I_0 est supérieur à k. Pour les raies où il n'y a pas de superposition entre raies d'émission et raies d'absorption, on écrit simplement :

$$J_E = (I_1 - I_0)\,\Delta\lambda.$$

PREMIÈRE PARTIE

Étude spectrophotométrique des spectres nocturnes

Une cinquantaine de spectres nocturnes ont été obtenus au spectrographe à réseau avec des poses variables de 5 à 20 heures. Les poses courtes correspondent aux nuits d'été, les poses longues à celles d'hiver. Les poses durent quelquefois plusieurs nuits. La zone étudiée s'étend de 5500 à 8600 Å. A part des raies d'émission atomiques [01], NaI, Hα et probablement de [NII], toutes les autres raies d'émission de la luminescence nocturne sont attribuées à la molécule OH.

Nous utilisons des émulsions 103 aE, 103 aF Kodak pour le jaune et le rouge et l'émulsion IN pour le proche infra-rouge. Cette dernière a été hypersensibilisée à l'ammoniac d'après le procédé de A. B. Meinel [27].

Nous divisons l'étude des spectres nocturnes en trois chapitres :

Le premier concerne les bandes de vibration-rotation de la molécule OH, le deuxième le rapport des intensités des raies D nocturnes, le troisième les variations d'intensité de la raie Hα.

Chapitre premier

Étude des bandes de vibration-rotation de la molécule OH

Citons les principales publications depuis la découverte de Meinel, en 1950, des bandes d'émission de la molécule OH dans le spectre du ciel nocturne :

TABLEAU I

Auteurs	Références	Bandes étudiées :
A. B. Meinel	[27]	(9-4), (5-1), (6-2).
J. et M. Dufay	[28*a*]	(8-2), (5-0), (9-3), (6-1).
M. Dufay	[28*b*]	(7-1).
J. W. Chamberlain et K. L. Roesler	[29]	(8-3), (4-0), (9-4), (5-1).
D. E. Blackwell et coll.	[30]	(7-1), (8-3), (5-0), (9-3).
G. Kvifte	[31]	(9-2), (7-1), (5-0), (9-3), (6-1), (7-2), (8-3).
J. et M. Dufay	[32]	(6-1).
N. N. Fedorova	[33]	(6-2), (7-3), (8-4), (9-5), (4-1), (5-2).
L. Wallace	[34]	(7-2), (8-3), (9-4).

Les bandes de vibration-rotation de la molécule OH sont produites au niveau fondamental $^2\Pi$. Comme ce niveau est double ($^2\Pi_{1/2}$ et $^2\Pi_{3/2}$) les bandes P, Q, R, sont dédoublées en P_1, Q_1, R_1 et P_2, Q_2, R_2. Les raies R forment une arête du côté des faibles longueurs d'onde ; par contre les branches P sont très développées. Les spectrographes à réseau actuellement utilisés dans le monde pour l'étude de la lumière du ciel nocturne ont des dispersions variant de 30 à 70 Å/mm. Ils permettent de résoudre les branches P_1 et P_2 mais non la structure hyperfine provenant du dédoublement Λ mise en évidence au laboratoire avec une très grande dispersion (4 Å/mm) par

R. C. Herman et G. A. Hornbeck [5]. Les figures 2 représentent les spectres obtenus avec notre spectrographe à réseau de dispersion 48 Å/mm. Au laboratoire, les spectres n'ont pu être obtenus que pour les nombres quantiques de vibration v inférieurs ou égaux à 6 tandis que ceux du ciel nocturne s'étendent jusqu'à $v = 9$ à cause de leurs conditions d'excitation.

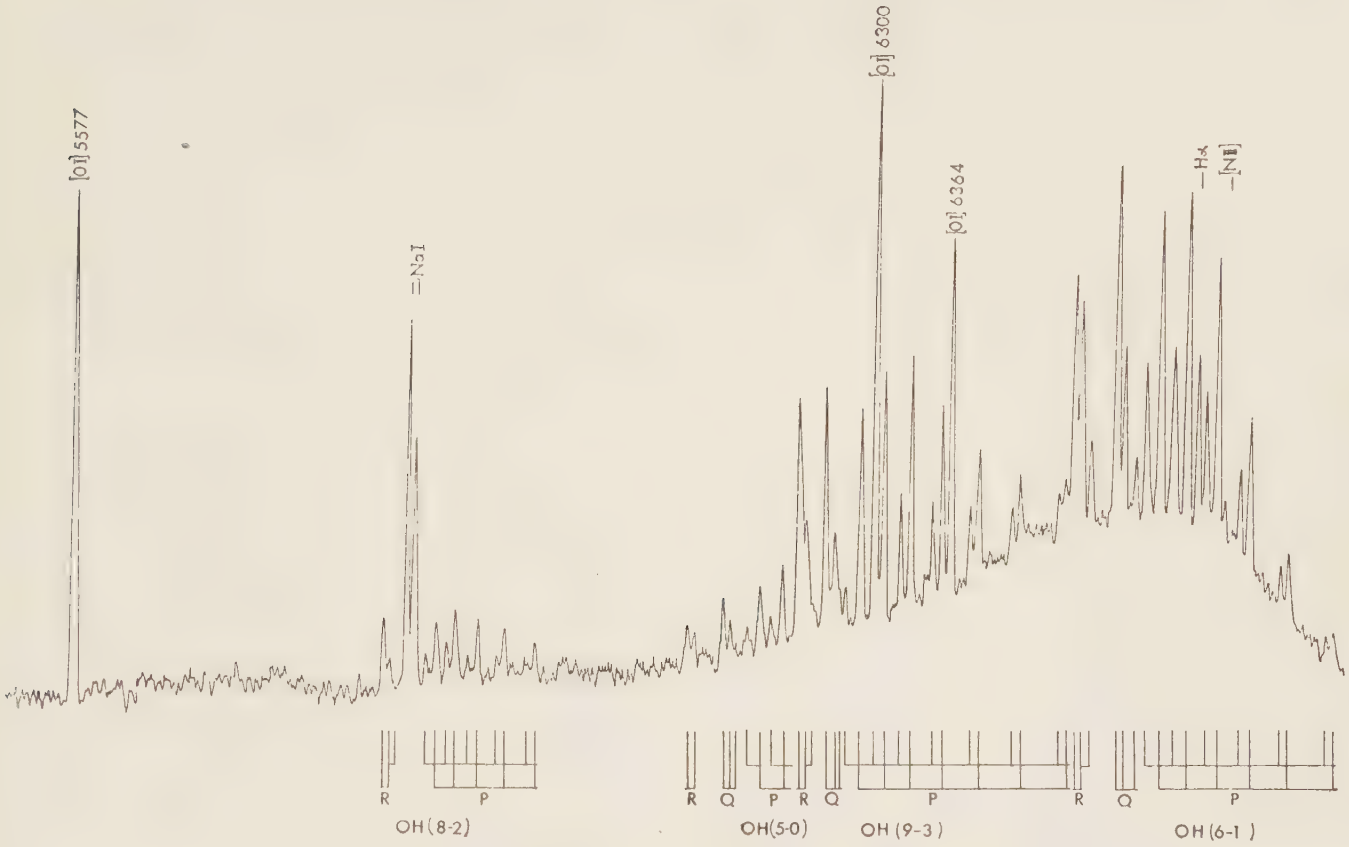


Fig. 2*a*. — Spectre du ciel nocturne de 5500 à 6700 Å. Émulsion 103 aE.

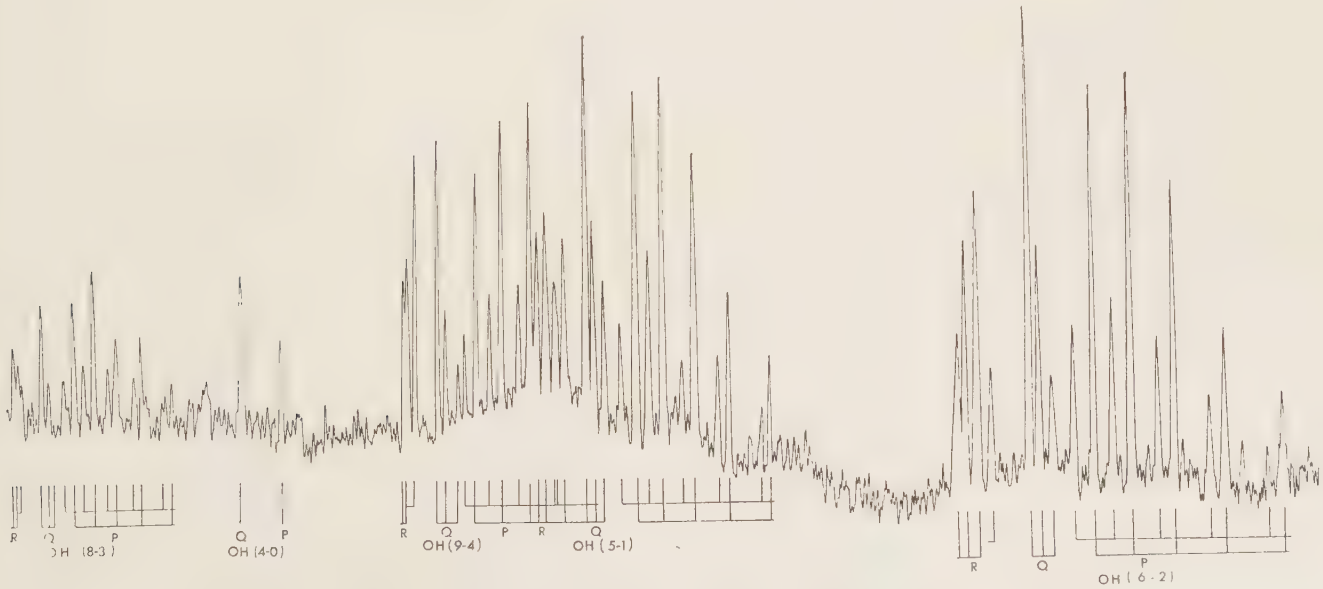


Fig. 2*b*. — Spectre du ciel nocturne de 7250 à 8550 Å. Émulsion IN hypersensibilisée.

Mesures de longueurs d'onde

Les longueurs d'onde observées vont du jaune jusqu'au proche infra-rouge dans les bandes (8-2), (5-0), (9-3), (6-1), (7-2), (8-3), (4-0), (9-4), (5-1) et (6-2). Elles ont été mesurées sur les clichés au microscope comparateur Hilger et sur les enregistrements faits au microphotomètre Chalonge avec un agrandissement de 20 à 25 fois. Elles sont interpolées à partir des spectres de comparaison du Néon et de l'Argon au moyen d'une formule parabolique : $\lambda = \lambda_0 + ax + bx^2$; λ est la longueur d'onde de la raie à mesurer, x est l'abscisse, λ_0, a et b sont des constantes à déterminer. Le pouvoir de résolution du spectrographe est suffisant pour donner des mesures de longueur d'onde à $\pm$ 0,5 Å près.

TABLEAU II

Liste des longueurs d'onde mesurées

Identifications	par l'auteur	Longueurs d'onde mesurées par D. E. Blackwell [30]	par G. Kvifte [31]
—	—	—	—
Bande (8-2) :			
$P_1(6)$	6002,9	.....	6004,6
$P_2(6)$	.....	.....	.....
$P_1(5)$	5976,0	5975,1	5977,9
$P_2(5)$	.....	5968,5	5970,7
$P_1(4)$	5952,8	5953,1	5953,8
$P_2(4)$	.....	5944,1	5945,3
$P_1(3)$	5931,7	5932,0	5933,2
$P_2(3)$	5924,9	5925,5	5925,3
$P_1(2)$	5914,7	5914,3	5915,3
$P_2(2)$	5906,0	5905,5	5906,8
$Na(D_2)$, $Na(D_1)$	superposées à la branche Q.		
$R_2(1)$	.....	.....	5874,3
$R_1(1)$	5866,7	.....	5866,9
Bande (5-0) :			
$P_1(3)$	6221,8	6220,5	6221,5
$P_2(3)$	6212,4	6211,9	.....
$P_1(2)$	6201,5	6200,7	6202,7
$P_2(2)$	6193,2	6192,7	6194,0
$Q_{1,2}(1)$	6171,4	.....	6170,4
$R_1(1)$	6145,1	.....	6143,8
Bande (9-3) :			
$P_1(8)$	6456,0	6455,5	6457,6
$P_2(8)$	6451,9	6452,5	6451,5
$P_1(7)$	6420,9	6421,2	6420,7
$P_2(7)$	6414,4	6415,6	6414,1
$P_1(6)$	6386,4	6386,3	6386,8
$P_2(6)$	6379,4	6379,6	6379,4
$P_1(5)$	6356,0	6355,6	6356,8
$P_1(5)$	6348,7	6349,0	6349,0
$P_1(4)$	6329,8	6329,4	6330,4
$P_2(4)$	5321,7	6321,3	6321,7

TABLEAU II (*suite*)

Identifications	par l'auteur	Longueurs d'onde mesurées par D. E. Blackwell [30]	par G. Kvifte [31]
bande (9-3) :			
$P_1(3)$	6307,2	6307,2	6307,4
$P_2(3)$ superposée à [OI] 6300 Å			
$P_1(2)$	6287,6	6287,2	6287,8
$P_2(2)$	6274,6	.....	6276,8
$Q_1(2)$		.....	6258,2
$Q_1(1)$		.....	6254,4
$R_1(2)$			6242,1
$R_1(1)$			6237,7
Bande (6-1) :			
		J. et M. Dufay [32]	
$P_1(6)$	6634,8	6634,2	6633,5
$P_2(6)$	6628,0	6627,5	6627,6
$P_1(5)$	6604,3	6604,6	6603,8
$P_2(5)$	6596,7	6596,3	6596,3
$P_1(4)$	6577,1	6577,0	6577,3
$P_2(4)$	6568,8	6569,0	6569,1
$P_1(3)$	6553,5	6553,4	6553,7
$P_2(3)$	6544,0	6543,7	6544,0
$P_1(2)$	6533,0	6533,2	6532,8
$P_2(2)$	6522,3	6522,4	6522,2
$Q_1(3)$	6514,0	6513,9	6514,0
$Q_1(2)$	6505,0	6505,1	6505,1
$Q_{1,2}(1)$	6498,9	6498,4	6498,7
$R_1(1)$	6470,6	6470,8	7471,0
$R_1(2)$	6465,5	6465,7	6465,7
$R_1(3)$	6463,8	6463,6	.....
Bande (9-4) :			
		A. B. Meinel [27]	L. Wallace [34]
$P_1(6)$	.....	.....	7931,4
$P_2(6)$	.....	.....	.....
$P_1(5)$	7889,8	.....	7890,0
$P_2(5)$	7879,6	.....	7878,4
$P_1(4)$	7852,9	7853,3	7853,4
$P_2(4)$	7841,2	7841,4	7841,4
$P_1(3)$	7821,1	7821,9	7821,6
$P_2(3)$	7808,5	7809,0	7808,7
$P_1(2)$	7793,6	7794,0	7794,1
$P_2(2)$	7779,7	.....	7780,2
$Q_{1,2}(3)$	7771,5	.....	.....
$Q_{1,2}(2)$	7759,9	.....	7760,1
$Q_{1,2}(1)$	7750,9	.....	7750,6
$R_2(1)$	7724,5	.....	.....
$R_1(1)$	7716,9	.....	7717,0
$R_1(3)$	7712,2	.....	.....

TABLEAU II (*suite*)

Identifications	par l'auteur	Longueurs d'onde mesurées par A. B. Meinel [27]
Bande (4-0) :		
$P_1(2)$	7570,5	
$Q_{1,2}(1)$	7522,6	
Bande (5-1) :		
$P_1(6)$	8102,9	.....
$P_2(6)$	8093,3	.....
$P_1(5)$	8062,0	8062,6
$P_2(5)$	8050,9	.....
$P_1(4)$	8025,8	8025,8
$P_2(4)$	8014,0	.....
$P_1(3)$	7993,1	7993,6
$P_2(3)$	7979,6	7979,5
$P_1(2)$	7964,5	7964,9
$P_2(2)$	7948,4	.....
$Q_{1,2}(3)$	7930,8	.....
$Q_{1,2}(2)$	7920,5	.....
$Q_{1,2}(1)$	7912,9	.....
$R_2(2)$	7868,7	.....
$R_2(3)$	7859,2	.....
$R_1(3)$	7851,7	.....
Bande (6-2) :		
$P_1(6)$	8549,1	8549,0
$P_2(6)$	.....	.....
$P_1(5)$	8504,9	8505,0
$P_2(5)$	8493,8	8493,8
$P_1(4)$	8465,0	8465,0
$P_2(4)$	8452,0	8452,4
$P_1(3)$	8430,5	8430,7
$P_2(3)$	8415,4	8415,1
$P_1(2)$	8399,3	8399,7
$P_2(2)$	8302,0	8302,0
$Q_{1,2}(3)$	8363,9	.....
$Q_{1,2}(2)$	8351,9	.....
$Q_{1,2}(1)$	8343,5	.....
$R_2(1)$	8309,9	.....
$R_1(1)$ — $R_1(2)$	8298,9	.....
$R_2(2)$ — $R_2(3)$	8287,8	.....
$R_1(3)$	8281,0	.....

Discussion sur les mesures de longueurs d'onde

Il ressort de la comparaison de nos mesures de longueurs d'onde avec celles d'autres auteurs que : l'accord est très bon dans le jaune et le rouge pour les bandes (6-1), (5-0), (9-3) et (6-1), l'accord est moins bon dans le proche infra-rouge où nos longueurs d'onde sont un peu plus faibles (écart moyen 0,3 Å) pour les bandes (9-4), (5-1) et (6-2). Comme cet écart est inférieur aux erreurs de mesure, nous considérons que dans l'ensemble l'accord est satisfaisant. Nous pouvons donc dis-

cuter des valeurs des constantes de vibration calculées à partir des longueurs d'onde mesurées.

Au début, J. W. Chamberlain et F. L. Roesler [29] ont trouvé que les constantes de vibration des états $v = 8$ et $v = 9$ obtenues dans le spectre du ciel nocturne étaient en désaccord avec celles obtenues en extrapolant les valeurs mesurées au laboratoire jusqu'à $v = 6$. D'après ces auteurs, les déviations par rapport à la courbe de potentiel de l'état X $^2\Pi$ déduite de la fonction de Morse sont vraisemblablement importantes à cause des erreurs possibles sur les probabilités de transition données par Heaps et Herzberg. Ils proposaient d'ajouter à la fonction $G(v)$ des termes d'ordre supérieur.

Des calculs de D. E. Blackwell, M. F. Ingham et H. N. Rundle [30] montrent que le désaccord, cité précédemment, provient plutôt de l'adoption pour les états de vibration supérieurs à 6 de certaines constantes de vibrations extrapolées à partir de celles mesurées au laboratoire. D'autres valeurs ont été mesurées directement sur les spectres obtenus. Les résultats donnés s'accordent avec ceux calculés récemment par G. Kvifte [31] et par L. Wallace [34]. Comme nos mesures de longueurs d'onde s'accordent avec celles de ces auteurs, nous pouvons adopter les constantes de la molécule OH données par ceux-ci.

Mesures de l'intensité des raies et bandes

L'aspect des bandes montre que l'influence de l'absorption par les gaz de la basse atmosphère sur l'intensité des raies d'émission n'est pas négligeable. L'effet des bandes d'absorption de O_2 maximum à 6278 Å est prédominant pour la raie $P_2(2)$ de la bande (9-3), par suite de cette absorption, cette raie devient faible et quelquefois absente sur les spectres. L'absorption de la bande A de O_2 (vers 7594 Å) réduit beaucoup l'intensité de la branche P de la bande (4-0), tandis que les bandes d'absorption vers 7685 Å de O_2 et vers 8227 Å de H_2O influent plus faiblement sur la branche R de la bande (9-4) et sur la bande (6-2) de OH.

Nous avons mesuré l'intensité relative des bandes (6-1) et (9-3) en prenant la somme de toutes les intensités relatives de toutes les raies de rotation de ces bandes. Pour avoir l'intensité absolue, il faut coordonner nos mesures avec celles faites par D. Barbier à l'Observatoire de Haute-Provence par la photométrie photoélectrique [35]. La variation nocturne et annuelle de l'intensité des bandes OH a été étudiée à l'O-H-P par P. Berthier [36] et D. Barbier [37]. La variation saisonnière montre un maximum en hiver et un minimum en été en corrélation avec celle de Na nocturne.

Le rapport des intensités des bandes (9-3) et (6-1) est donné dans le tableau ci-dessous :

TABLEAU III

Dates	$I_{OH(9-3)}/I_{OH(6-1)}$
Année 1961.	
12 janvier	0,96
13 janvier	0,90
18 janvier	0,78
8 février	1,10
9 février	0,98
14 février	0,96
11 mars	1,10
20 mars	0,93
24 mars	1,08
16 avril	0,91
18 avril	0,85
10 mai	0,92
11 mai	0,97
14 mai	0,86
19 mai	1,13
20 mai	0,93
9 juin	0,87
13 juin	1,03
15 juin	0,76
8 juillet	1,10
8 octobre	1,16
10 octobre	1,04
12 octobre	1,11
14 octobre	1,10
4 novembre	1,05
5 novembre	1,00
6 novembre	1,01
7 décembre	0,96
12 décembre	1,00

Température de rotation des bandes OH

Anciennes mesures. A. B. Meinel, lors de l'identification des bandes OH du ciel nocturne dans le proche infra-rouge, évaluait la température de rotation des bandes (6-2) et (5-1) à 260°K ± 5 °K. La méthode la plus sûre consiste à évaluer l'intensité des raies dans une bande par la formule classique :

$$I(J) = A\nu^4 . i(J) . e^{-\frac{F(J)}{kT}}$$

où A est une constante, $i(J)$ est le facteur d'intensité déterminé par la formule de Hörn et London [38] :

$$\begin{cases} i_P(J) = \dfrac{(J+1+\Omega)(J+1-\Omega)}{J+1} \\ i_Q(J) = \dfrac{(2J+1)\,\Omega^2}{J(J+1)} \quad \left(\Omega = \dfrac{1}{2}, \dfrac{3}{2}\right) \\ i_R(J) = \dfrac{(J+\Omega)(J-\Omega)}{J} \end{cases}$$

$F(J)$ désigne l'énergie de l'état supérieur, $k = 0{,}6952$ est la constante de Boltzman dans la nouvelle unité. Nous avons $F(J) = B_v J(J+1)$.

Par la suite, beaucoup d'auteurs ont évalué la température de rotation. Nous groupons les principales mesures dans le tableau suivant (Tableau IV).

Il semble, d'après les mesures de Mc Pherson et des observateurs russes, que la température de rotation de la molécule OH varie avec la latitude. Toutes les observations ont été faites dans l'hémisphère Nord.

Nos résultats de mesure. — Sur 45 clichés obtenus, en 1961, dans l'intervalle spectrale 5500-6700 Å, nous en avons sélectionné 36 qui paraissent les meilleurs. Seules les raies P_1 des bandes les plus fortes (6-1) et (9-3) ont été mesurées. Pour le calcul de l'intensité des raies, nous utilisons la formule déjà citée :

$$I(J) = A\nu^4\, i(J) \exp\left[-F(J)/kT\right]$$

en écrivant :

$$\mathrm{Log}\,\frac{I(J)}{i(J)} = -\frac{F(J)}{kT}\log e + c^{te}$$

nous obtenons une fonction linéaire par rapport à $J(J+1)$ dont la pente donne $1/kT$.

Si nous posons : $J_n = n + 3/2$ avec $n = 0, 1, 2, 3, \ldots$, le rapport des deux raies de la branche P_1 s'écrit :

$$\frac{I\left(\frac{3}{2}+n\right)}{I\left(\frac{3}{2}\right)} = \frac{5}{4}\,\frac{(n+1)(n+4)}{(2n+5)}\, e^{-\frac{B_v n(n+4)}{kT}}$$

et

$$\mathrm{Log}\,\frac{I\left(\frac{3}{2}+n\right)}{I\left(\frac{3}{2}\right)} = \log\frac{5}{4}\,\frac{(n+1)(n+4)}{(2n+5)} - \frac{B_v\, n(n+4)}{kT}\log e.$$

Posons maintenant :

$$Y_n = \log\frac{I\left(\frac{3}{2}+n\right)}{I\left(\frac{3}{2}\right)} - \log\frac{5}{4}\,\frac{(n+1)(n+4)}{(2n+5)}$$

et soit Y_n^* la valeur mesurée de Y_n.

Nous déterminons T par la méthode des moindres carrés en posant :

$$\sum_{n=0}^{n}\left[Y^* - \frac{B_v}{kT}\, n(n+4)\log e\right]^2$$

et écrivons que la dérivée par rapport à T est nulle:

$$\sum_{n=0}^{n} n(n+4)\left[Y^* - \frac{B_v}{kT}\cdot n(n+4)\log e\right] = 0.$$

De cette relation, nous pouvons tirer T. L'écart absolu moyen peut ensuite être déterminé rapidement.

L. Wallace [47] a remarqué que la valeur de $F(J) = B_v(J+1)\,J$. avec les valeurs de B_v donnée par A. B. Meinel $[B_v = 18{,}86 - 0{,}69(v + 1/2)]$ ne correspond pas à l'énergie réelle pour toutes les valeurs de J si on compare la valeur de $F(J)$ donnée par la formule précédente avec la formule complète de Hill et Van Vleck [46] :

$$F_1(K) = B_v\left\{(K+1)^2 - 1 - \frac{1}{2}\left[4(K+1)^2 + Y_v(Y_v-4)\right]^{1/2}\right\} - D_v K^2(K+1)^2 \text{ avec } K = J - \frac{1}{2}$$

$$F_2(K) = B_v\left\{K^2 - 1 + \frac{1}{2}\left[4K^2 + Y_v(Y_v-4)\right]^{1/2}\right\} - D_v K^2(K+1)^2 \text{ avec } K = J + \frac{1}{2}$$

donc les anciennes valeurs de température de rotation données dans le tableau III sont trop élevées, ce qui est aussi l'avis de G. Kvifte [31]. D'après ce dernier, on peut écrire approximativement :

$$F(J) = B_{v,ef}\, J(J+1) \text{ avec } B_{v,ef} = B^v\left(1 + \frac{1}{Y}\right)$$

où Y est le couplage entre le spin et le moment orbital. $B_{v,ef}$ est donc différent pour les deux états.

D'après L. Wallace [47], on peut corriger les anciennes valeurs de T données dans le Tableau IV par la relation :

$$T_{\text{approchée}}/T_{\text{corrigée}} = B_v/b_v.$$

TABLEAU IV

	Références	Latitude du lieu d'observation	Température trouvée
A. B. Meinel	[26]	42°6	260° ± 5 °K
J. Cabannes, J. et M. Dufay	[39]	45°	200° ± 50 °K
J. et M. Dufay	[27]	45°	262° ± 7 °K
J. W. Chamberlain et N. J. Oliver	[40]	76°6	325° ± 25 °K
H. Gush et A. V. Jones	[9]	52°1	200° ± 20 °K
Mironov et Prokudina	[41]	51°	230° ± 20 °K
		63°6	305° ± 20 °K
G. Kvifte	[31]	59°3	215 °K
Prokudina	[42]	55°7	240° ± 20 °K
		68°3	300 à 500 °K
Fedorova	[43]	40°4	233° ± 16 °K
Shyskaya	[44]	56°6	270° ± 12°
V. Jones et McPherson	[45]	52°1	234° ± 29 °K
		74°7	296° ± 38 °K

Pour

$v = 8$ on a : $b_{v_1} = 12{,}06$; $b_v = 13{,}81$

$v = 9$ $b_{v_1} = 11{,}35$ $b_{v_2} = 12{,}94$

b_v peut encore être calculé par les formules approximatives :

$$b_{v_1} = 17{,}27 - 0{,}609 \left(v + \frac{1}{2}\right)$$

$$b_{v_2} = 20{,}45 - 0{,}775 \left(v + \frac{1}{2}\right) \text{ en cm}^{-1}.$$

Discussion

Sur le rapport des intensités des bandes (9-3) et (6-1)

D'après L. M. Fishkova [48], le rapport d'intensité des bandes $I_{(9-3)}/I_{(6-1)}$ décroît de 2 en janvier à 0,8 en mai 1959. Cette variation ne dépend pas de celle de la température de rotation T_{OH}. Nos observations ne montrent pas de variation significative du rapport des intensités de ces bandes. Il est possible, du fait des erreurs dues à la variation de sensibilité spectrale avec la longueur d'onde de l'émulsion utilisée qu'il faille un plus grand nombre d'observations pour pouvoir mettre en évidence une décroissance du rapport des intensités. La valeur moyenne que nous avons trouvée s'accorde avec la valeur théorique de J. W. Chamberlain et C. A. Smith [49].

Sur la température de rotation des bandes (9-3) et (6-1)

Nous estimons que nos valeurs T_{OH} de la bande (6-1) sont moins sûres que celles de la bande (9-3). En effet vers $P_1(5)$ et $P_1(6)$ de la bande (6-1), la chute de sensibilité de l'émulsion utilisée (103 aE Kodak) est importante et la détermination des facteurs de correction est moins sûre. La valeur moyenne de T_{OH} trouvée est de même ordre de grandeur que celle de L. Wallace [50] (valeur moyenne de l'année : 220 °K). La variation saisonnière de la température montre un maximum en hiver (octobre, novembre et février) et un minimum en été (juin, juillet). Au maximum, la température mesurée est d'environ 235 °K et au minimum 200 °K. L'allure de la variation ainsi que l'intervalle entre le maximum et le minimum sont ceux trouvés par L. Wallace à une latitude presque équivalente (Yerkes 42°5, Haute-Provence 44°). Des mesures moins nombreuses de V. I. Krassovsky et ses collaborateurs [51] ont montré une variation saisonnière de même sens et d'amplitude plus grande à Yakutsk (latitude 62°) du mois d'octobre au mois d'avril. D'autres mesures par ces auteurs à Zvenigorod (latitude 55° 8) ne montrent pas de variation car les résultats sont éparpillés. D'après les mesures de L. M. Fishkova [48] à Abastumani (latitude 41° 4), la température moyenne de l'année

TABLEAU V

Température de rotation des bandes (9-3) et (6-1)

Dates	T_{OH}(9-3)	T_{OH}(6-1)	ΔT
12-13 janvier 1961	222 ± 15 °K	224 ± 5 °K	— 2 °K
13-14	217 ± 10 °K	222 ± 3 °K	— 5 °K
14-15	236 ± 7 °K	234 ± 10 °K	+ 2 °K
18-19	.....	226 ± 6 °K	.....
7- 8 février	.....	232 ± 18 °K	.....
8- 9	236 ± 10 °K	234 ± 12 °K	+ 2 °K
9-10	252 ± 8 °K	240 ± 12 °K	+ 12 °K
13-14	219 ± 19 °K	208 ± 16 °K	+ 11 °K
14-15	229 ± 15 °K	216 ± 14 °K	+ 13 °K
11-12 mars	215 ± 15 °K	246 ± 4 °K	— 31 °K
20-21	228 ± 12 °K	226 ± 2 °K	+ 2 °K
24 au 27	232 ± 2 °K	220 ± 7 °K	+ 12 °K
9-10 avril	220 ± 10 °K	244 ± 5 °K	— 24 °K
13-14	.....	232 ± 6 °K	.....
16-17	233 ± 10 °K	202 ± 12 °K	+ 31 °K
18-19	222 ± 9 °K	222 ± 10 °K	0
10-11 mai	182 ± 11 °K	220 ± 2 °K	— 18 °K
11-12	209 ± 15 °K	224 ± 5 °K	— 15 °K
12-13	.....	191 ± 8 °K	.....
14-15	199 ± 5 °K	206 ± 10 °K	— 7 °K
19-20	191 ± 12 °K	191 ± 8 °K	0
20-21	192 ± 6 °K	193 ± 17 °K	— 1 °K
8- 9 juin	.....	218 ± 4 °K	.....
9-10	220 ± 6 °K	212 ± 10 °K	+ 8 °K
13-14	201 ± 12 °K	185 ± 20 °K	+ 16 °K
15-16	.....	194 ± 13 °K	.....
8- 9 juillet	208 ± 8 °K	186 ± 15 °K	+ 22 °K
8- 9 octobre	230 ± 8 °K	235 ± 7 °K	— 5 °K
10-11	226 ± 9 °K	223 ± 5 °K	+ 3 °K
12-13	240 ± 6 °K	226 ± 8 °K	+ 14 °K
14-15	235 ± 10 °K	270 ± 20 °K	— 35 °K
4- 5 novembre	243 ± 6 °K	236 ± 6 °K	+ 7 °K
5- 6	236 ± 3 °K	232 ± 7 °K	+ 2 °K
6- 7	216 ± 11 °K	227 ± 5 °K	— 11 °K
7- 8	215 ± 6 °K	.....	.....
12-13 décembre	224 ± 8 °K	221 ± 5 °K	+ 3 °K

est d'environ 240 °K ± 10 °K (valeur corrigée d'après L. Wallace [47] : 225 °K) c'est-à-dire de même ordre de grandeur que les nôtres. L'allure de la variation saisonnière est aussi la même (maximum en hiver, minimum en été) mais l'écart entre le maximum et le minimum est nettement plus grand. Il est de l'ordre de 70 °K,

Ainsi, la variation saisonnière est certainement réelle. La discordance entre les différents observateurs proviendrait du dépouillement des clichés obtenus. Il pourrait d'autre part exister une fluctuation de T_{OH} d'un jour à l'autre ou peut-être même d'un moment à l'autre, liée au processus d'excitation de la molécule OH et à la structure

même de la couche. Si on admet que l'altitude de la couche émissive est de l'ordre de 75 km conformément aux observations par fusées [52, 53, 54] et que la température de rotation de la molécule OH est la même que celle du milieu ambiant (car à l'altitude de la couche émissive, les chocs sont encore nombreux, de l'ordre de 200 par seconde et par molécule [45] pour que l'équilibre thermique soit réalisé), il n'est pas nécessaire de supposer que le minimum de température observé en été corresponde à une élévation de la couche. Des mesures directes de température par fusées, quoique peu nombreuses, montrent effectivement une diminution de température en été à ces altitudes [55, 56].

La corrélation entre l'intensité des bandes et la température ainsi que la corrélation entre I_{OH} et I_{Na} peuvent être expliquées par les mécanismes d'émission. Pour la molécule OH, on peut citer deux mécanismes d'émission :

1° Le mécanisme d'émission par recombinaison dissociative des atomes d'hydrogène avec des molécules d'ozone proposé par R. Bates et M. Nicolet [58] :

$$H + O_3 \rightarrow OH + O_2 + 3{,}3 \text{ eV}.$$

Les molécules OH sont produites avec une énergie de vibration capable d'atteindre le niveau $v = 9$. La présence de O_3 exige une altitude inférieure à 90 km donc en accord avec l'altitude trouvée par les fusées. Par ce mécanisme, on peut encore expliquer l'augmentation de l'intensité de la couche émissive par le brassage vertical dans la haute-atmosphère qui augmente le contact entre l'ozone et l'hydrogène [51].

2° Le mécanisme d'émission proposé par V. I. Krassovsky [59] où les molécules de OH formées au niveau quantique de vibration v supérieur ou égal à 10 par la réaction :

$$O_2 + H \rightarrow O + OH\ (v \geqslant 10)$$

doivent être transformées rapidement par la réaction :

$$OH\ (v \geqslant 10) + O_2 \rightarrow H(^1S) + O_3$$

ou

$$OH\ (v \geqslant 10) + N_2 \rightarrow N_2O + H.$$

Ces réactions n'ont d'importance qu'au-dessus de 80 km et doivent jouer un rôle maximum à une altitude de 100 km. Krassovsky estime que de pareilles réactions sont suffisantes pour abaisser toutes les molécules OH au niveau fondamental.

Si les deux mécanismes coexistent, un déplacement vertical des couches émissives peut expliquer la variation saisonnière en température et en intensité.

Chapitre II

Étude du doublet jaune de Na nocturne

Dans le dépouillement des clichés nocturnes, notre attention est attirée sur le fait que le rapport d'intensité des raies jaunes du sodium ($R = I_{D_2}/I_{D_1}$) n'est pas toujours égal au rapport théorique 2. Les anciennes mesures de P. Berthier [60] sur quelques nuits par la méthode interférentielle au moyen de l'étalon Perot et Fabry donnent $1{,}98 \pm 0{,}05$. Les plus récentes mesures de Valances Jones et McPherson [61] par spectrophotométrie photographique, et de nous-même [62] par la méthode interférentielle, donnent des valeurs du même ordre de grandeur (respectivement $1{,}92 \pm 0{,}11$ et $1{,}90 \pm 0{,}10$).

Nos résultats groupés dans le Tableau VI s'étendent sur une période plus longue. Ils correspondent à une visée vers le Nord à une distance zénithale de 75°. Nous ne tiendrons pas compte des mesures d'été car les raies y sont faibles de sorte que l'erreur commise dans l'évaluation de leur intensité est trop grande.

Quelques mesures d'après la méthode zénith-horizon montrent que le rapport des intensités des raies D au zénith est nettement supérieur. Exemples :

4 novembre 1961	$R_{horizon} = 1{,}62$	$R_{zénith} = 1{,}92 \pm 0{,}08$
12-13 décembre	$= 1{,}60$	$= 1{,}80 \pm 0{,}06$
4-5 décembre 1962....	$= 1{,}40$	$= 2{,}00 \pm 0{,}10$

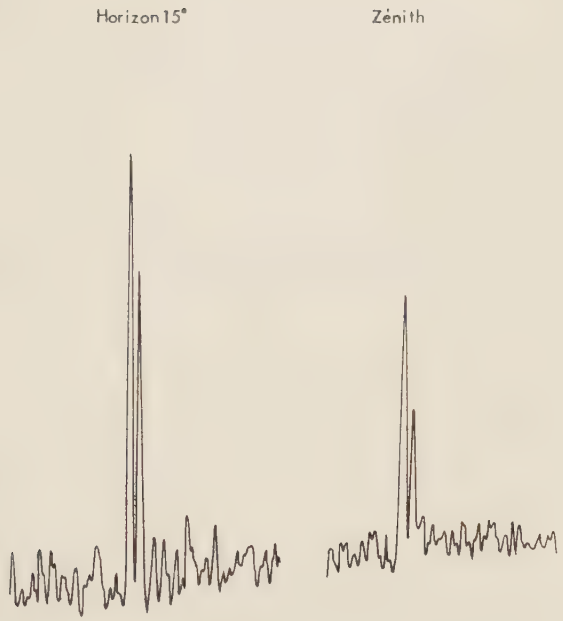


Fig. 3. — Enregistrement microphotométrique montrant l'effet zénith-horizon (nuit du 5 novembre 1961).

Discussion des mesures et essai d'interprétation

On voit d'après le Tableau VI que le rapport des intensités des raies D est minimum en octobre-novembre et en février, périodes de maximum d'intensité de l'émission du sodium dans la haute atmosphère. Quoique nous n'ayons pas de mesures pendant les périodes de minimum en juin-juillet, nous avons des raisons de penser que le rapport R des intensités y atteint la valeur théorique 2.

J. Bricard et A. Kastler [63], dans leurs mesures de l'intensité totale des raies D au crépuscule, ont soupçonné l'influence de la bande d'absorption de la vapeur d'eau, dite bande de la pluie, sur les intensités mesurées. Ils ont noté que par temps sec et froid, l'intensité de la raie paraît accrue. D'après J. Bricard et A. Kastler [63] les raies d'absorption telluriques proches des raies D correspondent à la table de Rowland révisée :

TABLEAU VI

Dates	$R = I_{D_2}/I_{D_1}$
12-13 janvier 1961...	1,85 ± 0,10
13-14 janvier	1,75 ± 0,10
14-15 janvier	1,70 ± 0,15
18-19 janvier	1,75 ± 0,08
8- 9 février	1,55 ± 0,10
9-10 février	1,60 ± 0,12
13-14 février	1,66 ± 0,06
14-15 février	1,66 ± 0,06
11-12 mars	1,75 ± 0,12
20-21 mars	1,95 ± 0,06
24-25, 25-26, 26-27 mars	1,85 ± 0,08
9-10 avril	1,85 ± 0,08
13-14 avril	1,65 ± 0,15
16-17 avril	1,75 ± 0,05
18-19 avril	1,85 ± 0,10
10-11 mai	1,95 ± 0,10
11-12 mai	1,77 ± 0,12
14-15 mai	1,85 ± 0,10
19-20 mai	1,90 ± 0,12
8- 9 juillet	2,0 ± 0,2
8- 9 octobre	1,56 ± 0,13
10-11 octobre	1,60 ± 0,10
12-13 octobre	1,75 ± 0,10
14-15 octobre	1,50 ± 0,13
4- 5 novembre	1,62 ± 0,10
5- 6 novembre	1,65 ± 0,08
6- 7 novembre	1,42 ± 0,06
7- 8 décembre	2,02 ± 0,12
12-13 décembre	1,60 ± 0,07
14-15 décembre	1,78 ± 0,10
14-15 janvier 1962...	1,78 ± 10
4- 5 février	1,40 ± 0,08

Raies proches de D_2

λ = 5888,708	$i = 2$	— 1,269 Å
(5889,091)	— 1	— 0,886 Å
5889,643	3	— 0,334 Å
(5889,888)	2	— 0,089 Å
5890,213	0	+ 0,236 Å
5890,213	0	+ 0,236 Å
5890,738	— 1	+ 0,761 Å
5891,186	1	+ 1,209 Å

Raies proches de D_1

λ = (5894,950)	$i = 0$	— 0,994 Å
5895,148	0	— 0,796 Å
(5896,423)	0	+ 0,479 Å
5896,498	1	+ 0,554 Å
5896,835	2	+ 0,891 Å

Les longueurs d'onde entre parenthèses ne sont pas identifiées comme des raies de vibration-rotation de la molécule d'eau par FREUDENBERG et MECKE [63-64]. La raie la plus proche de D_2 (— 0,089 Å) est probablement de provenance solaire (d'après G. I. GALPERIN [65]). Si c'était une raie d'absorption de la basse atmosphère, l'intensité reçue de la raie D_2 serait moindre, de même que le rapport I_{D_2}/I_{D_1}. L'examen ne révèle pas de corrélation entre le degré hygrométrique au sol, qui est très important la nuit à l'Observatoire de Haute-Provence, et le rapport des intensités mesurées ; mais ceci n'est pas un critère bien valable.

Examinons l'influence probable de la superposition des raies D avec les raies Q de la bande (8-2) de OH. D'après les calculs de M. DUFAY [66], nous avons :

$Q_1(1)$ 5888,7 Å	$Q_1(2)$ 5887,8 Å superposées à D_2
$Q_2(1)$ 5894,8 Å	superposée à D_1

car l'image projetée de la fente couvre une largeur de 2,2 Å.

Si cette contamination influait sur les résultats, on devrait s'attendre à l'effet inverse, c'est-à-dire à une augmentation du rapport R car les raies Q_1 sont les plus fortes. Comme l'intensité de la bande (8-2) est généralement faible, nous pensons que son influence est négligeable.

Si les résultats expérimentaux se confirment, on ne peut plus considérer la couche de Na comme optiquement mince. T. M. DONAHUE et A. FODERADO [67] ont les premiers calculé l'effet, que doit produire une couche épaisse sur le rapport R, en introduisant, dans leurs calculs, la théorie d'emprisonnement de la radiation de résonance de HOLSTEIN. Schématiquement, soient : $P(\nu)$ la probabilité pour qu'un atome puisse émettre un photon dans l'intervalle de fréquence ν, $\nu + d\nu$, $T(r)$ la probabilité pour qu'un photon puisse traverser une distance r dans un milieu composé d'atomes semblables sans être absorbé, k_ν le coefficient d'absorption par atome de la raie. On a :

$$T(r) = \int_0^{+\infty} P(\nu) \exp(-k_\nu r)\, d\nu.$$

Si $P(\nu)$ est proportionnelle à k_ν, $[P(\nu) = a.k_\nu]$, l'intégrale peut être calculée. Dans le cas où la raie est de forme Doppler, on peut écrire :

$$k = k_0 \exp(-x^2) \text{ avec } x = \frac{c}{U}\left(\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0}\right)$$

où $U = \sqrt{2RT/M}$, k_0 est le coefficient d'absorption centrale de la raie, R la constante des gaz parfaits, M la masse atomique, c la vitesse de la lumière, T la température absolue de la couche.

Le coefficient a est déterminé par la relation :

$$\int_0^{+\infty} P(\nu)\, d\nu = 1 = a \int_{-\infty}^{+\infty} k_0 \exp\left[-\frac{c^2}{U^2}\left(\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0}\right)^2\right] d\nu = a k_0 U \frac{\nu_0}{c}\sqrt{\pi}$$

d'où :

$$T(k_0 r) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2} e^{k_0 r e^{-x^2}}\, dx.$$

D'après la géométrie de la couche émissive (fig. 4*a*), à de grandes distances zénithales, où la couche traversée est plus épaisse, $T(r)$ devient plus petite. Le nombre de photons pouvant arriver jusqu'à l'instrument est :

$$J(k_0, \zeta) = \int_{r_0}^{r} T(h, \zeta)\, n(h)\, dr$$

et le rapport des intensités des raies D est :

$$R_\zeta = \frac{J(k_{0D_2}, \zeta)}{J(k_{0D_1}, \zeta)}$$

h désigne la hauteur d'un point de la couche émissive, ζ la distance zénithale, r la distance du point M à l'observateur sur l'axe de visée, $n(h)$ la densité des atomes de Na à la hauteur h, $k_0(D_2)$ est double de $k_0(D_1)$.

$$k_0(D_2) = 21{,}3.10^{-11}/\sqrt{T},$$

$$k_0(D_1) = 10{,}7.10^{-11}/\sqrt{T}.$$

En considérant que les atomes sont distribués suivant la loi : $N(h) = N_0 \exp(-h/H)$, où H est la hauteur d'échelle, et que la densité des atomes excités est proportionnelle à celle des atomes en jeu, T. M. DONAHUE et A. FODERADO ont trouvé un abaissement du rapport R avec la distance zénithale, représenté par la figure 4*b*. Sur cette figure, 3 épaisseurs de la couche ont été calculées correspondant à $N/\sqrt{T} = 1{,}41.10^9$; $1{,}80.10^9$ et $2{,}12.10^9$ où N est le nombre d'atomes par cm² de section.

D'après ces calculs, pour que R soit égal à 1,7 à la distance zénithale de 75°, il faut avoir

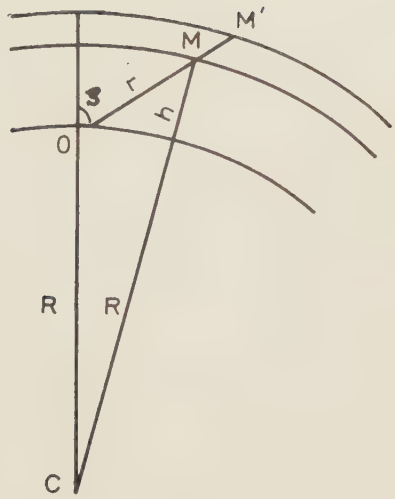


Fig. 4*a*. — Géométrie de la couche d'après Donahue et Foderado.

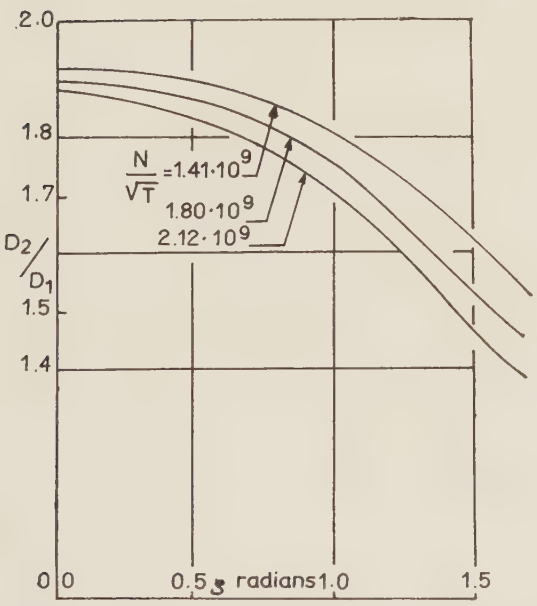


Fig. 4*b*. — Variation théorique de R suivant les distances zénithales d'après T. M. Donahue et Foderado.

$N_{\text{zénith}} = 2.10^{10}$ atomes par colonne de 1 cm² de section (température de la couche 200 °K).

J. Chamberlain et B. Negaard [68] ont proposé trois modèles de couches auxquelles ils appliquent les calculs de transfert de rayonnement de S. Chandrasekhar [69]. Ils supposent que les couches sont disposées en plans parallèles de densité optique finie subissant une diffusion sotrope.

Cas A. Si les atomes sont excités dans toute la couche par le mécanisme d'excitation primaire, l'équation de transfert s'écrit :

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -n(z)\, k_\nu\, I_\nu + \frac{1}{4\pi} \int_{\varphi=0}^{\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} n(z)\, I_\nu \sin\theta\, d\theta\, d\varphi + \varepsilon . n(z)\, k_\nu$$

où I_ν est l'intensité par unité de fréquence et par unité de surface, $ds = -dz \sec\theta$, $\mu = \cos\theta$, ε un coefficient de proportionalité,

$$dI = n(z)\, k_\nu\, dz,\ k_\nu$$

coefficient d'absorption par atome.

L'équation précédente exprime que le changement d'intensité le long de ds est dû à : l'absorption et la diffusion le long du rayon ; l'exitation primaire est supposée proportionnelle à la densité des atomes à l'altitude z et au coefficient d'absorption k_ν. D'après ces auteurs, la solution s'écrit :

$$I_\nu^A(0, +\mu) = \frac{\varepsilon[X^*(\mu) - Y^*(\mu)]}{-Q(\alpha_1 + \beta_1)}$$

où Q, α, β, X*, Y* sont des fonctions déjà tabulées par S. Chandrasekhar. Par suite, on a :

$$\mathfrak{J}^A(\tau_0, +\mu) = \int_0^{+\infty} I_\nu^A(0, +\mu)\, d\nu.$$

Cas B. Si l'excitation occupe le haut de la couche, l'intensité totale s'écrit :

$$\mathfrak{J}^B(\tau_0, +\mu) = \int_0^{+\infty} I_\nu^B(0, +\mu)\, d\nu = B \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\tau_0\, e^{-x^2}}{\mu}\, Y^*(\tau_0\, e^{-x^2}, \mu)\, dx$$

où τ_0 est la densité optique au centre de la raie, $x = \frac{C}{U}\left(\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0}\right)$.

Cas C. Dans ce modèle, l'excitation se fait à partir du bas de la couche et l'intensité sortante s'écrit :

$$\mathfrak{J}^C(\tau_0, \mu) = \int_0^{+\infty} \frac{I_\nu\, X^*(\mu)}{\mu} = C \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\tau_0\, e^{-x^2}}{\mu}\, X^*(\tau_0\, e^{-x^2}, \mu)\, dx.$$

Si on ne tient pas compte de la structure hyperfine des raies D, la densité optique au centre de la raie D_1 est égale à la moitié de celle de la raie D_2 et le rapport R peut être calculé. L'abondance des atomes est évaluée par la relation : $\tau_0 = Nk_0$.

J. W. Chamberlain et B. J. Negaard ont calculé, pour une hauteur de la couche de 85 km ;

la variation de R suivant la distance zénithale pour les 3 cas cités ci-dessus. D'après la figure 5*b* : $\mu = 1/\cos\ \theta$ et $R/\sin\ \theta = (R + h)/\sin\ \zeta$, où R est le rayon terrestre et h l'altitude de la couche. T a été prise égale à 220-240 °K.

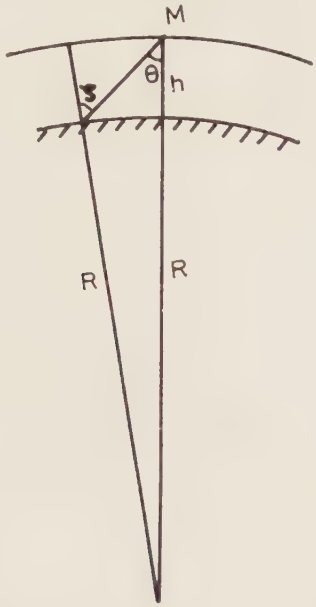


Fig. 5*a*. — Géométrie de la couche d'après J. W. Chamberlain et B. Negaard.

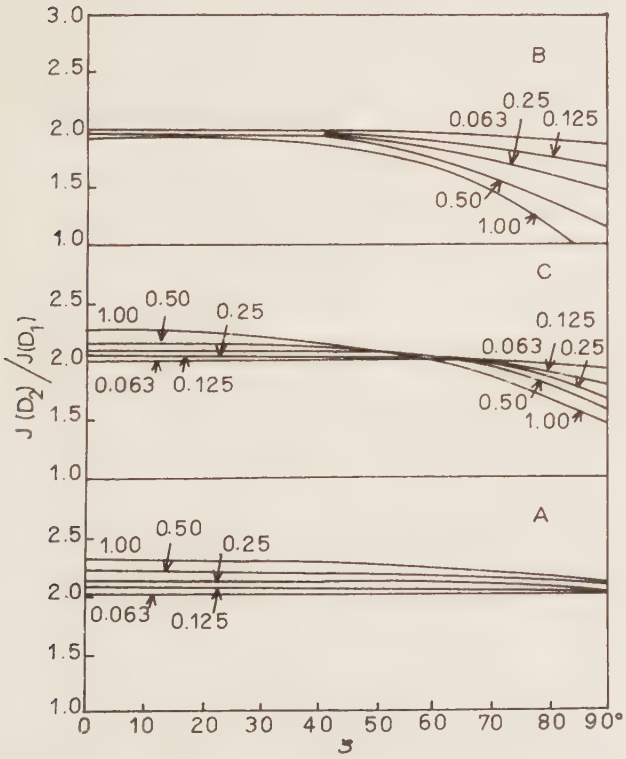


Fig. 5*b*. — Variation de R suivant les distances zénithales pour 3 modèles de couche d'après J. W. Chamberlain et B. Negaard.

Nous voyons que nos mesures s'accordent avec le cas B car le rapport d'intensité des raies D au zénith n'a pas dépassé la valeur 2. D'après le tableau VI, le nombre d'atomes trouvé est de l'ordre de $2{,}5 . 10^{10}$ en hiver et $0{,}5 . 10^{10}$ en été soit plus du double de ce qui a été trouvé au crépuscule pendant ces périodes. D'après J. W. Chamberlain, D. M. Hunten et J. E. Mack [70], il faut tenir compte de la structure hyperfine des raies D. En utilisant les valeurs des coefficients d'absorption par atome, correspondant à chacune des raies hyperfines, données par ces auteurs, nous avons calculé l'intensité des raies émises ainsi que la variation du rapport R pour la direction de visée à 75° du zénith. Seul le cas B a été examiné. Nous avons utilisé les tables de la fonction Y* données par S. Chandrasekhar et D. Elbert [71]. Les résultats de calculs concernant la variation de R par rapport au nombre d'atomes N pour une direction de visée à 75° du zénith sont montrés dans la figure 6.

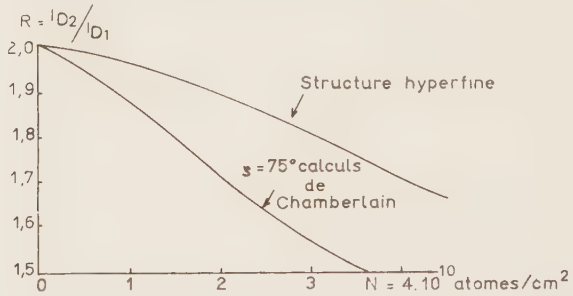


Fig. 6. — Variation de R par rapport à l'abondance N pour $\zeta = 75°$ en tenant compte de la structure hyperfine des raies D.

On remarque que, si on tient compte de la structure hyperfine, l'abondance serait encore plus élevée (exemple : $R = 1{,}7$; $N = 4 . 10^{10}$ atomes au zénith). Dans les calculs précédents, nous avons négligé l'absorption et la diffusion de la basse atmosphère. Celles-ci peuvent être calculées par la méthode de D. Barbier [72]. Mais comme les coefficients d'absorption et de diffusion de la basse atmosphère sont égaux pour les deux raies, le rapport R ne sera pas affecté.

De ce tour d'horizon, il résulte que :

1) Si l'influence de la vapeur d'eau sur la raie D_2 est importante, pour qu'on ait la même abondance aux crépuscules et pendant la nuit, l'intensité de la raie D_2 doit être diminuée de 20 % après sa traversée de la basse atmosphère (en plus de l'absorption continue, laquelle est égale pour les deux raies D). Dans ce cas, si on veut mesurer la hauteur de la couche émissive par la méthode Van Rhjin, il faut connaître

le coefficient d'absorption de la raie D_2 par la vapeur d'eau.

2) Si l'influence de la vapeur d'eau sur la raie D_2 est négligeable, le nombre d'atomes libres pendant la nuit sera de 2 à 4 fois celui trouvé au crépuscule. Il est possible que le nombre d'atomes libres pendant la nuit soit plus élevé du fait de la libération des atomes qui sont ionisés pendant le jour mais la grandeur trouvée est anormalement forte. D'autre part, l'observation du rapport R au crépuscule du matin ne montre pas une abondance plus grande qu'au crépuscule du soir. D'après Sandford [72] et F. E. Roach [73], avec une abondance de 4.10^{10} atomes au zénith, les raies D seront visibles en absorption dans les spectres des étoiles dépourvues de Na. Pour le vérifier, il est nécessaire de recommencer les observations de Sandford avec un spectrographe de grande dispersion.

J. Dufay et Tcheng-mao-lin [74] avaient signalé, en 1944, qu'il subsistait à l'ouest bien après le crépuscule du soir un renforcement sensible de la raie jaune. Si ce phénomène est encore produit par résonance optique, il indiquait la présence de Na jusqu'à plusieurs centaines de km. D. Barbier et F. E. Roach [75] l'ont retrouvé et étudié au moyen d'un photomètre photoélectrique et dans l'hypothèse de résonance optique, ils en ont tiré la répartition des atomes en altitude. Au dessus de 170 km, leur nombre par cm^3 à l'altitude z est bien représenté par la formule exponentielle : $n = 1{,}4.e^{-h/250}$. Il est probable qu'aux hautes altitudes les atomes de Na se raréfient beaucoup moins vite que ceux des autres gaz. Ainsi la composante crépusculaire produit par ces atomes participe dans une certaine mesure à la lumière nocturne. Donc les atomes existant à très haute altitude et éclairés par le Soleil pendant la nuit contribuent à rediminuer le rapport R. De ce fait, l'abaissement anormal de R signalé précédemment serait expliqué.

Un point paraît être acquis : l'excitation se produit par le haut de la couche, et il faut tenir compte dans une certaine mesure de l'effet d'auto-absorption. Cet argument est en faveur de l'origine extra-atmosphérique de Na.

Chapitre III

Étude de la variation d'intensité de la raie Hα dans le spectre du ciel nocturne

Tous les spectres du ciel nocturne obtenus depuis 1961 montrent une raie Hα fine (dont la largeur n'excède pas la largeur instrumentale), entre les raies $P_1(3)$ et $P_2(4)$ de la bande (6-1) de la molécule OH.

a) Les spectres pris à 15° de l'horizon dans la direction Nord montrent une augmentation d'intensité de janvier à mars. Elle atteint un maximum vers le milieu d'avril. A ce moment, l'intensité photographique dépasse celle de toutes les composantes de la bande (6-1) de OH et atteint presque l'intensité de la raie 6364 Å de [01] (la figure (7) montre l'aspect du spectre le 18 avril). Elle diminue ensuite assez rapidement et se stabilise vers juin-juillet. La raie 6583 Å de [NII] se trouve renforcée en même temps que Hα comme l'a déjà noté G. Kvifte [76] lorsqu'il a signalé pour la première fois la présence des raies interdites de [NII] dans les spectres du ciel nocturne, tandis qu'il n'existe aucune corrélation entre l'intensité de Hα et les autres radiations du ciel nocturne.

La covariance des raies Hα et 6583 Å de [NII] nous a conduit (J. Dufay, M. Dufay et Nguyen-huu-Doan [77]) à mettre en évidence la contamination par les régions galactiques HII, où l'émission des raies interdites de l'azote ionisé accompagne celle des raies de l'hydrogène. Si on suppose que les régions HII sont uniformément réparties entre deux petits cercles parallèles au plan galactique, l'intensité de Hα doit être proportionnelle à la durée de passage de la zone galactique comprise entre les latitudes $\pm$ 10°. Dans la direction de visée $\zeta = 75°$ Nord, la durée de passage est effectivement maximale en avril. Le même phénomène a été retrouvé par J. Dufay et G. Weill [78] sur les spectres pris en Terre Adélie.

b) La voie lactée ne passe plus dans le champ de l'appareil de juillet à décembre. Les spectres pris dans les mêmes conditions montrent une corrélation étroite de Hα avec les raies de rotation de la bande (6-1). Le rapport des intensités de Hα et $P_1(3)$ est alors égale à 0,45 $\pm$ 0,05.

c) Une série d'observations par la méthode zénith-horizon a été entreprise, en 1962, avec un miroir qui projette l'image du ciel zénithal sur la moitié de la fente du spectrographe. Les pre-

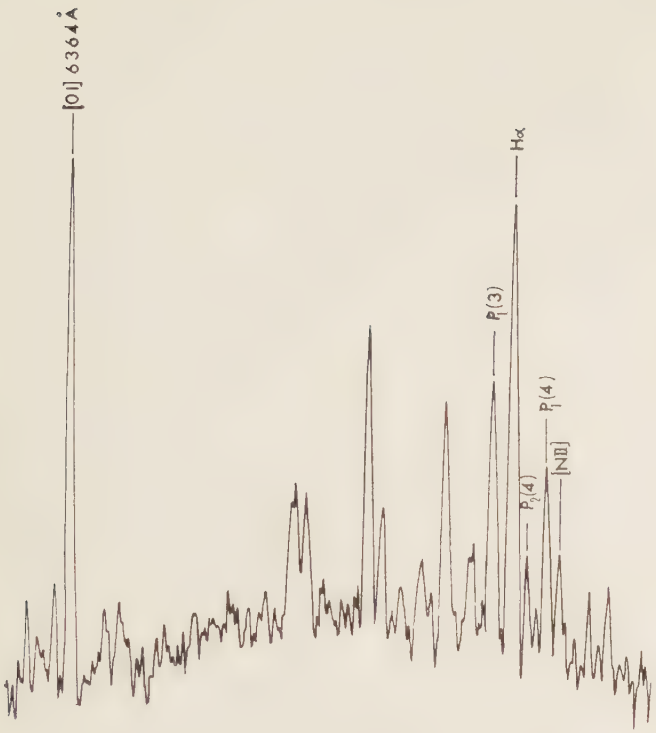


Fig. 7. — Spectre du ciel nocturne le 18 avril montrant l'intensité très forte de Hα.

mières observations montrent que le rapport des intensités $I_{H\alpha}$(horizon)/$I_{H\alpha}$(zénith) est variable. Il dépend de la durée de passage de la voie lactée dans l'une ou l'autre direction. La reproduction d'un de ces spectres (fig. 8) où la voie lactée passe au zénith et non à l'horizon montre que $I_{H\alpha}$(zénith) est même supérieure à $I_{H\alpha}$(horizon) alors que toutes les raies du ciel nocturne sont affaiblies au zénith.

d) D'autres observations ont été faites en dirigeant le spectrographe vers l'azimut où la voie lactée ne passe pas dans le champ de l'appareil pendant la totalité de la pose tant au zénith qu'à l'horizon. Par exemple, pendant les mois de février, mars, avril, l'appareil est dirigé vers le Sud-Est, le Sud ou le Sud-Ouest. Sur ces spectres, l'intensité de Hα est affaiblie de la même manière que les raies de rotation de la molécule OH. Le rapport des intensités I_{OH}(horizon)/I_{OH}(zénith) et $I_{H\alpha}$(horizon)/$I_{H\alpha}$(zénith) sont du même ordre de grandeur (1,8 ± 0,2) (fig. 9).

Il est peut-être trop tôt pour discuter sur l'origine de la raie Hα observée avec des poses faites hors de la voie lactée. Après la découverte récente [79], grâce aux fusées, de l'émission intense de la raie Lα dans le ciel nocturne, on peut penser que cette raie est produite par la diffusion de résonance de la radiation solaire par les atomes d'hydrogène neutre dans l'espace interplanétaire ou dans la géocouronne [80] mais les discussions [81] sont loin d'être closes.

Nos observations de la variation d'intensité ainsi que du rapport des intensités horizon/zénith, et la covariance de Hα avec les autres raies de OH dans tous les azimuts, paraissent en faveur de l'origine atmosphérique (plutôt que géocoronale),

Fig. 8. — Spectre du ciel nocturne montrant l'effet zénith-horizon avec contamination des régions galactiques HII passant au zénith.

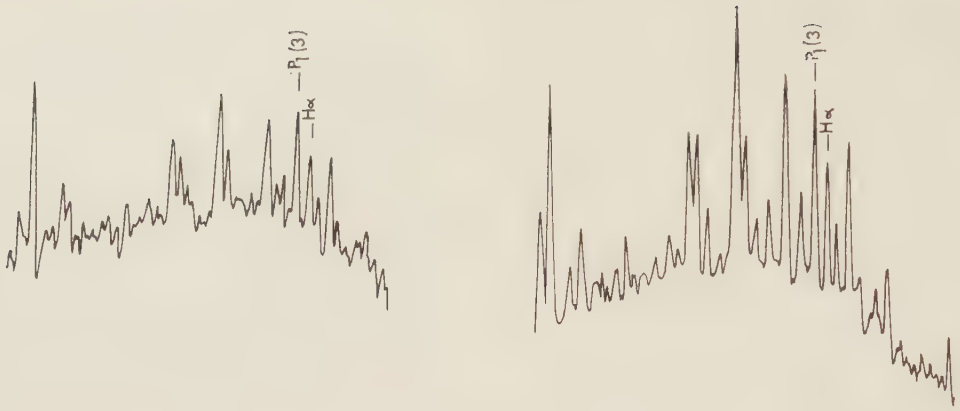


Fig. 9. — Spectre du ciel nocturne montrant l'effet zénith-horizon. Spectre du 24-25 janvier 1963, la voie lactée ne passe pas dans le champ de l'appareil.

Hα serait excité dans l'atmosphère terrestre à 80-120 km par suite de la diffusion secondaire des quanta Lyman β sur les atomes d'hydrogène neutre dans la haute-atmosphère.

RÉFÉRENCES

Pour plus de détails, on peut consulter les articles de mise au point suivants :

Meinel A. B., 1954, The earth as a planet, G. Kuiper, p. 514-575.
Swings P., 1952, The atmosphere of the planets, G. Kuiper, p. 159-210.
Barbier D., 1955, *Annales de Géophysique*, **11**, 181.
Seaton, 1955, *Annales de Géophysique*, **11**, 232.
Chamberlain J. W., 1961, Physique of the aurorae and the airglow, Academic Press, New York.

[1] Dufay J., 1941, *Comptes rendus*, **213**, 284.
[2] Meinel A. B., 1950, *Astrophysical Journal*, **112**, 464.
[3] Meinel A. B., 1950, *Astrophysical Journal*, **111**, 120.
[4] Cabannes J. et Dufay J., 1950, *Comptes rendus*, **230**, 1233.
[5] Herman R. C. et Hornbeck G. A., 1953, *Astrophysical Journal*, **118**, 214.
[6] McKinley, Garvin et Boudart, 1956, Airglow and the aurorae, Pergamon Press, London.
[7] Krassovsky V. I., 1956, *Astrophysical Journal Moscow*, **34**, 247.
[8] Dufay M., 1959, *Annales de Géophysique*, **15**, 134.
[9] Gush H. et Jones A. V., 1955, *Journal Atmosph. and Terrestr. Physics*, **7**, 285.
[10] Dufay J., Barbier D. et Williams G., 1951, *Annales d'Astrophysique*, **14**, 399.
Barbier D., 1955, *Annales de Géophysique*, **11**, 181.
[11] Heppner J. P. et Meredith L. H., 1958, *Journal Geophysical Research*, **63**, 51.
[12] Currie B. W. et Edward H. W., 1936, *Terrestrial Magnetism*, **41**, 265.
Bernard R., 1938, *Comptes rendus*, **206**, 448.
Cabannes J., Dufay J. et Gauzit J., 1938, *Comptes rendus*, **206**, 221.
[13] Delannoy J. et Weill G., 1958, *Comptes rendus*, **247**, 806.
Barbier D., Delannoy J. et Weill G., 1958, *Comptes rendus*, **247**, 886.
[14] Hunten D. M. et Sullivan M., 1962, *Nature*, **195**, 589.
[15] Dufay M., 1953, *Annales de Physique*, **12**e série, 8, 813-862.
[16] Cabannes J. et Garrigue H., 1936, *Comptes rendus*, **203**, 484.
[17] Elvey et Farnworth, 1942, *Astrophysical Journal*, **96**, 451.
[18] Cabannes J., 1935, *Comptes rendus*, **200**, 1905.
[19] Barbier D., 1959, *Annales de Géophysique*, **15**, 174.
[20] Chamberlain J. W., 1958, *Astrophysical Journal*, **127**, 54.
[21] Dufay M., 1953, *Annales de Physique*, **8**, 813 ; 1959, *Comptes rendus*, **248**, 2505.
[22] Shefov N. N., 1963, *Planet Space Science*, **10**, 73.
[23] Chubb T. A., Friedman H., Kreplin R. W. et Mange P., 1960, *Colloque de Liège*, p. 437.
[24] Cojan J., 1947, *Annales d'Astrophysique*, **10**, 33.
[25] Dufay J., Dufay M., Berthier P. et Morignat B., 1956, Airglow and the aurorae, Pergamon Press, London.
[26] Barbier D., 1944, *Annales d'Astrophysique*, **7**, 80.
[27] Meinel A. B., 1950, *Astrophysical Journal*, **112**, 214.
[28*a*] Dufay J. et M., 1951, *Comptes rendus*, **232**, 426.
[28*b*] Dufay M., 1951, *Comptes rendus*, **232**, 2344.
[29] Chamberlain J. W. et Roesler F. L., 1955, *Astrophysical Journal*, **121**, 541.

[30] Blackwell D. E., Ingham M. F., et Rundle H. N., 1960, *Astrophysical Journal*, **131**, 15.
[31] Kvifte G., 1959, *Journal Atmospheric and Terrestrial Physics*, **16**, 252 ; 1961, *Planet Space and Science*, **6**, 158.
[32] Dufay J. et M., 1960, *Comptes rendus*, **250**, 4191.
[33] Fedorova N. I., 1958, *Annales de Géophysique*, **14**, 365.
[34] Wallace L., 1960, *Astrophysical Journal*, **132**, 894.
[35] Barbier D., 1956, Airglow and the aurorae, Pergamon Press, London.
[36] Berthier P., 1956, *Annales de Géophysique*, **12**, 113.
[37] Barbier D., 1959, *Annales de Géophysique*, **15**, 412.
[38] Hergberz G., 1950, Spectra of diatomic molecules, Van Nostrand, édit., New York.
[39] Cabannes J. et Dufay J. et Dufay M., 1950, *Comptes rendus*, **230**, 1233.
[40] Chamberlain J. W. et Oliver, 1953, *Physical Review*, **90**, 1119.
[41] Mironov et Prokudina, 1958, *Annales de Géophysique*, **14**, 364.
[42] Prokudina, 1959, *Izvest. Akad. Nauk. S. S. S. R., serv. Geophys.*, **4**, 629.
[43] Fedorova, 1959, *Izvest. Akad. Nauk. S. S. S. R., serv. Geophys.*, **6**, 535.
[44] Shyskaya, 1959, *Izvest. Akad. Nauk. S. S. S. R., serv. Geophys.*, **1**.
[45] McPherson and Jones V., 1960, *Journal Atmosph. and Terrestr. Physics*, **17**, 302.
[46] Hill et Van Vleck, 1928, *Physical Review*, **32**, 250.
[47] Wallace L., 1960, *Journal Geophys. Res.*, **65**, 921.
[48] Fishkova L. M., 1962, *Public. Abastumani*, **29**, 74.
[49] Chamberlain J. W. et Smith C. A., 1959, *Journal Geophys. Res.*, **64**, 611.
[50] Wallace L., 1961, *Journal Atmosph. and Terrestrial Physics*, **20**, 85.
[51] Krassovsky V. I., 1961, *Journal Atmosph. and Terrestr. Physics*, **21**, 46.
[52] Heppner J. P. et Meredith, 1957, *Trans. Amer. Geophys. Union*, **38**, 394.
[53] Parker, 1961, *Annales de Géophysique*, **17**, 67.
[54] Tarasova T. M., 1961, *Astr. Cir. Akad. Science U. R. S. S.*, **222**, 31.
[55] Jones L. M. et Petterson, 1959, *J. Geophys. Res.*, **64**, 2331.
[56] Stroud W. G., Nordberg W. et Banden W. R., 1960, *Journal Geophys. Res.*, **65**, 2307.
[57] Berg M. A. et Shefov N. N., 1962, *Planet Space Science*, **9**, 167.
[58] Bates R. et Nicolet M., 1960, *Journal Geophys. Res.*, **55**, 301.
[59] Krassovsky V. I., 1952, *Progr. Phys. Scient.*, **47**, 493.
[60] Berthier P., 1952, *Comptes rendus*, **234**, 233.
[61] Jones V. et McPherson, 1958, *Journal Atmosph. and Terrestr. Physics*, **12**, 168.
[62] Nguyen-huu-Doan, 1959, *Comptes rendus*, **249**, 739.
[63] Bricard J. et Kastler A., 1944, *Annales de Géophysique*, **1**, 53.
[64] Freudenberg F. et Mecke R., 1933, *Zeitchr fur Physik*, **81**, 188.
[65] Galperin G. I., 1956, *Astr. J. Moscow*, **33**, 173.
[66] Dufay M., Communication privée.
[67] Donahue T. M. et Foderado A., 1955, *Journal Geophys. Res.*, **60**, 75.
[68] Chamberlain J. W. et Negaard B. J., 1956, *Journal Atmosph. and Terrestr. Physics*, **9**, 169.
[69] Chandrasekhar S., 1950, Radiative transfer, Clarendon Press.
[70] Chamberlain J. W., Hunten D. M. et Mack J. E., 1958, *Journal Atmosph. and Terrestr. Physics*, **12**, 153.
[71] Chandrasekhar S. et Elbert D., 1952, *Astrophysical Journal*, **115**, 269.
[72] Barbier D., 1944, *Annales de Géophysique*, **1**, 144 ; 1952, *Annales d'Astrophysique*, **15**, 247.
[73] Sandford R. F., 1950, *Publ. Astr. Society of the Pacific*, **62**, 272.
Roach F. E., 1949, *Publ. Astr. Society of the Pacific*, **61**, 184.
[74] Dufay J. et Tcheng-mao-Lin, 1944, *Comptes rendus*, **218**, 802.
[75] Barbier D. et Roach F. E., 1950, *Trans. Amer. Geophys. Union*, **31**, 13.
[76] Kvifte G., 1959, *Geofysiske Publikajoner*, Oslo, **20**, n° 12.
[77] Dufay J., Dufay M. et Doan N. H., 1961, *Comptes rendus*, **253**, 974.
[78] Dufay J. et Weill G., 1962, *Comptes rendus*, **155**, 2338.
[79] Kupperian, Byram, Chubb et Friedman, 1958, *Annales de Géophysique*, **14**, 329.
[80] Chklovsky I. S., 1959, *Planetary Space Science*, **1**, 63.
[81] Nikol'ski G. M., 1958, *Astronomicheski Zurnal*, **35**, 657.
Johnson F. S. et Fish R., 1960, *Astrophysical Journal*, **131**, 502.
Chamberlain J. W. et Brandt J., 1961, *Astrophysical Journal*, **134**, 701.
Brandt J., sept. 1962, *Nature*, 894 ; 1962, *Planetary Space Science*, **9**, 67.
Donahue T. M. et Thomas Gary, 1963, *Planetary Space Science*, **10**, 65.

DEUXIÈME PARTIE

Étude des spectres crépusculaires

RÉSUMÉ. — *Dans la deuxième partie, l'auteur présente l'étude du ciel crépusculaire.*

Le premier chapitre se rapporte au doublet de Na excité par résonance optique. Le rapport $R = I_{D_2}/I_{D_1}$ *a été mesuré sur plus de 260 spectrogrammes pour diverses dépressions solaires et à différentes époques de l'année (octobre 1959 à décembre 1961). A la même dépression solaire* $U = -9^o$, *R varie de 1,3 environ quand l'intensité du doublet est maximale (novembre-décembre) à 1.7 quand elle est minimale (juin-juillet). L'effet d'auto-absorption est bien caractérisé. L'interprétation théorique très complexe donne pour le nombre d'atomes excités au crépuscule des moyennes de* 2.10^9 *en juin-juillet et* 8.10^9 *en novembre-décembre.*

Le deuxième et dernier chapitre rapporte les observations du lithium crépusculaire faites d'octobre à décembre 1962. Le 30 octobre au soir, l'intensité de la raie de résonance 6707 Å était presque aussi grande que celle du doublet D de Na. Elle était maximale le 31 et le 1er novembre puis elle a décru progressivement pendant plus d'un mois. Le rapport des nombres d'atomes excités de Li et de Na a diminué de 0,065 à 0,004. L'exaltation temporaire de la raie du lithium doit être attribuée à des essais thermonucléaires à haute-altitude. C'est vraisemblablement l'explosion réalisée à l'île Johnson le 26 octobre 1963 qui a provoqué le renforcement considérable observé en Haute-Provence le 30.

ABSTRACT. — *The second part of the paper deals with the twilight airglow.*

The first chapter is devoted to the Na doublet which is excited by optical resonance. The ratio $R = I_{D_2}/I_{D_1}$ *has been measured on more than 260 spectrograms for various solar depressions and at different epochs of the year (octobre 1959 to December 1961). For the same solar depression* $U = -9^o$, *R varies from about 1.3 when the doublet intensity is maximum (November-December) to 1.7 when it is minimum (June-July). The self-absorption effect is well established. The theoretical interpretation which is very complicated gives for the number of excited atoms at twilight an average of* 2.10^9 *in June-July and of* 8.10^9 *in November-December.*

The second and last chapter describes the observations of twilight lithium from October to December 1962. On the 30th of October in the evening, the intensity of the resonance 6707 Å line was nearly as great as that of the Na doublet. It was a maximum on October 31st and November 1st then it was steadily decreasing during more than the month. The number of excited Li and Na atoms was diminishing from .065 to .004. This temporary increase in the Li line shall be attributed to high altitude thermonuclear experiments. Probably the explosion of October 26th, 1963 over Johnson island induced the major reinforcing observed in Haute-Provence on the 30th.

Резюме. — Во второй части, автор представляет изучение сумеречного неба. Первая глава относится к дублету Na вазбуждённому теперь оптическим резонансом. Соотношение $R = I_{D_2}/I_{D_1}$ было измерено более чем на 260 спектрограммах для разных солнечных депрессий и в разные времена года (от октября 1959 года до декабря 1961 года). При той-же солнечной депрессии $U = -9^o$ R изменяется приблизительно от 1.3 когда интенсивность дублета максимальна (ноябрь декабрь) до 1,7 когда она минимальна (июнь июль). Эффект авто-поглощения хорошо охарактеризован. Очень сложное теоретическое объяснение дает для числа атомов возбужденных в сумерки средние значения в 2.10^9 в июне-июле и 8.10^9 в ноябре-декабре.

Вторая и последняя глава приводит наблюдения сумеречного лития исполненные от октября до декабря 1962 года. 30 октября вечером, интенсивность резонансовой линии 6707 Å была почти также велика что и интенсивность дублета D для Na. Она была максимальной 31 октября и 1 ноября а потом постепенно убывала в течении более одного месяца. Соотношение чисел возбужденных атомов Li и Na уменьшилось от 0,065 до 0,004. Временное возбуждение пололы лития должно быть отнесено к термо-ядерным испытаниям в высокой атмосфере. Это вероятно взрыв осуществленный на острове Жонсона 26 октября 1962 года который вызвал огромное усиление наблюдаемое 30 в Высокой Прованс

Chapitre premier

Étude du sodium crépusculaire

Depuis la découverte de la raie jaune dans la lumière du ciel nocturne par Slipher [1], l'exaltation crépusculaire de cette raie a été remarquée par B. W. Currie et H. W. Edward [2] puis par R. Bernard [3] mais l'identification définitive au doublet D du sodium ($^2P_{3/2}$ — $^2S_{1/2}$; $^2S_{1/2}$ — $^2S_{1/2}$) n'a été faite qu'en 1938 par J. Cabannes, J. Dufay et J. Gauzit [4] et presque simultanément par R. Bernard [5], par dédoublement des deux raies au moyen d'un étalon Perot et Fabry dont l'épaisseur a été calculée pour que les deux raies soient complètement séparées. Deux hypothèses sur le mécanisme d'émission étaient alors en présence :

1° L'excitation par la lumière ultraviolette solaire. Cette hypothèse a été défendue par L. Vegard [6].

2° L'excitation par résonance optique proposée dès le début par R. Bernard [5] et généralement admise aujourd'hui depuis les travaux de J. Bricard et A. Kastler [7]. Ceux-ci par des mesures délicates de l'absorption de la raie jaune par des cuves de Na chauffées trouvent que la raie est fine et faiblement polarisée (D_2). L'étude de la décroissance de la raie au cours du crépuscule montre que la hauteur de la couche écran vérifie l'hypothèse de la résonance optique. J. Dufay [8] trouve que cette hauteur est de l'ordre de 25 km et celle de la couche émissive 80 km. Des mesures récentes par fusées confirment cette évaluation.

Elvey et Farnsworth [9] ont trouvé une distribution exponentielle de la couche émissive. D. Barbier [10] a trouvé ensuite que cette distribution est la même que celle des autres constituants de l'atmosphère à partir de l'altitude 70 km et a évalué la hauteur d'échelle à 7,5 km. Les plus récentes mesures de D. M. Hunten [11] montre la distribution en hauteur sous la forme d'une courbe doublement exponentielle avec centre de gravité autour de 85 km.

L'étude théorique du phénomène de résonance a été esquissée par J. Bricard et A. Kastler. Ceux-ci ont trouvé que le nombre d'atomes de sodium responsable de l'émission crépusculaire est de l'ordre de 8.10^9 atomes par cm² de section, (ordre de grandeur retrouvé par D. Barbier par une autre méthode). Ils supposaient que le rapport des raies I_{D_2}/I_{D_1} est égal à 2. Mais comme le coefficient d'absorption au centre de chacune des raies D est de l'ordre de 10^{-11}, le phénomène d'auto-absorption devrait réduire ce rapport, car le coefficient d'absorption au centre de D_2 est deux fois plus grand qu'au centre de D_1. De ce fait, T. M. Donahue et R. Resnick [12] ont montré que la raie D solaire excitatrice, pour atteindre la région diffusée au crépuscule, doit à un moment donné traverser presque tangentiellement une grande épaisseur, même si l'épaisseur verticale est petite. Ils prédisent une baisse de l'émission de la couche vers U = — 3° de dépression solaire. Comme l'intensité solaire excitatrice est l'intensité restante au fond des raies D (de Fraunhofer) solaires et que cette intensité n'est pas égale pour les deux raies, d'après de récentes déterminations, le rapport des raies D émises ne doit pas dépasser 1,8. Des calculs théoriques du phémène ont été faits par J. W. Chamberlain, D. M. Hunten et J. E. Mack [13] et par T. M. Donahue et R. Stull [14]. Les observations s'accordent avec la théorie de résonance si on fait intervenir dans les calculs la structure hyperfine des raies D. Ainsi, l'abondance des atomes peut être déterminée par la mesure du rapport R.

La vérification du phénomène d'auto-absorption au crépuscule a été faite par Harrison et V. Jones [15], V. I. Galperin [16], V. Jones et McPherson [17] et moi-même [18]. Mais les mesures du rapport R ne sont pas assez nombreuses pour donner une plus ample connaissance du phénomène.

Description du spectre

Le spectre crépusculaire, de 5500 à 6800 Å, présente en dehors de quelques raies d'émission ([OI] 5577 Å, 6300-6364 Å, NaI 5890-5896 Å), des bandes d'absorption de la molécule d'oxygène O_2, d'ozone O_3 et de la vapeur d'eau H_2O mélangées avec des raies de Fraunhofer solaires. Les raies d'absorption terrestres sont d'autant plus visibles que la distance zénithale est grande. Le spectre du Soleil couchant a été étudié par

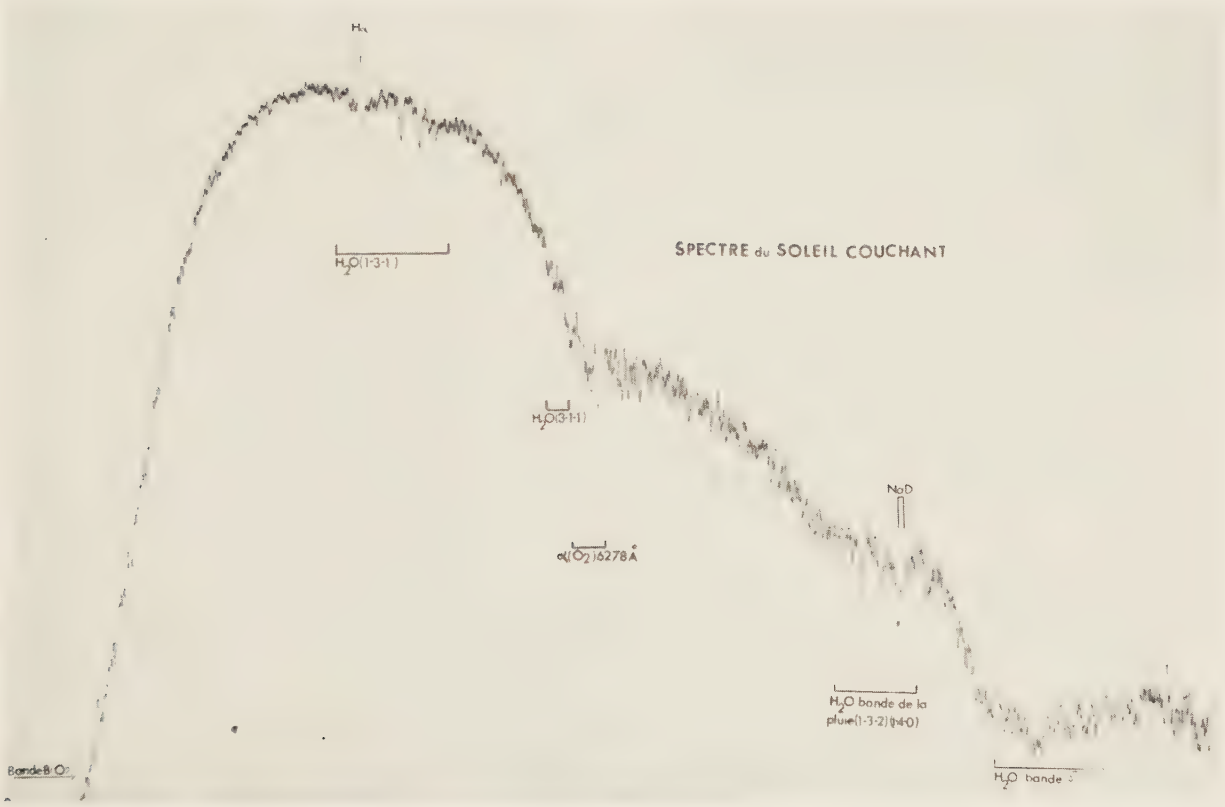


Fig. 10. — Spectre du Soleil couchant montrant les principales bandes d'absorption de l'atmosphère terrestre.

J. Dufay [19]. Avec notre spectrographe à réseau, les bandes sont résolubles, notamment :

vers 5684 Å, la bande H_2O qui prend l'aspect d'une bande dégradée vers le violet ;

vers les raies D, la bande de la pluie H_2O (1-3-2) ;

vers 5932 Å, la bande H_2O (1-4-0) ;

vers 6278 Å, la bande α de O_2 ;

vers 6524 Å, la bande H_2O (1-3-1) ;

et vers 6867 Å, la bande B de O_2 qui limite le spectre du côté des grandes longueurs d'onde.

L'importance de ces bandes diminue en même temps que l'intensité du fond continu quand la dépression solaire augmente.

L'importance et l'aspect des bandes sont montrés par l'enregistrement typique ci-dessous (fig.10)

Nous observons qu'au spectrographe à réseau les spectres d'émission émergent de la lumière continue diffusée à partir de $U = -6^o$ mais on peut les voir apparaître plus tôt du fond des raies D de Fraunhofer. L'intensité des raies D augmente jusqu'à un maximum vers $U = -9^o$ puis diminue très vite. Vers $U = -12^o$, en général les raies ne sont plus visibles. Avec les émulsions photographiques utilisées (Eastman Kodak 103 aE, 103 aD, 103 aF), on peut obtenir 4 à 5 poses avec des temps variant de 3 minutes pour $U = -5^o30'$ à 12 minutes pour $U_{moyenne} = -11^o$. Le spectrographe est généralement dirigé vers l'azimut du Soleil levant ou couchant à une distance zénithale de 75°. La fente a été mise dans la position horizontale. Nous visons quelquefois dans l'azimut perpendiculaire au Soleil ; dans ce cas, on peut commencer les poses plus tôt. Les spectres crépusculaires ainsi obtenus, munis du spectre de gradation obtenu au spectrographe d'étalonnage avec la lumière jaune d'une lampe spectrale Philips au sodium, sont ensuite passés au microphotomètre enregistreur Chalonge. Comme les raies D ne sont distantes l'une de l'autre que de 6 Å, aucune correction de sensibilité spectrale n'a été faite. On a veillé toutefois à ce que la durée de pose soit la même que sur le ciel.

Nous présentons (fig. 11) un enregistrement typique, au niveau des raies D, des spectres crépusculaires pris successivement pendant le même crépuscule ; on y voit notamment :

a) $U = -8^o$: le spectre d'émission émerge du continu.

b) $U = -9^o$: le spectre d'émission est intense, le spectre continu est encore fort.

c) $U = -10^o$: le spectre d'émission est intense, le spectre continu est faible.

d) $U = -11^o\,30$: le spectre d'émission a diminué d'intensité malgré un temps de pose double.

Les spectres pris au cours du crépuscule au spectrographe à réseau ne permettent pas de déterminer la variation fine de l'intensité des raies d'émission au cours du crépuscule car avec des temps de pose de l'ordre de 5 minutes, la position du Soleil sous l'horizon a changé. L'emploi coordonné du spectrographe à prismes plus lumineux avec le spectrographe à réseau permet de mieux rendre compte du phénomène observé. Mais la résolution élevée de l'appareil de J. E. Blamont [20] basé sur l'effet Zeeman anormal du Na qui permet d'éliminer une très grande partie du spectre parasite autour des raies D, rend mieux compte de l'allure de l'émission de la couche et on obtient un enregistrement continu du phénomène. Malheureusement, on ne peut recueillir séparément la lumière de chacune des raies D.

La méthode de dépouillement a été indiquée dans l'introduction. L'intensité de la raie émise est : $J_E = (I_1 - k.I_0)\,\Delta\lambda$. I_1 est l'intensité centrale de la raie en émission, I_0 l'intensité du continu et k un facteur qui ne dépend que de la largeur de la fente utilisée. Nous avons vérifié la méthode en superposant le spectre donné par une lampe au sodium au spectre solaire diurne pris à travers un coin dégradé.

Résultats d'observation

Nous considérons les résultats d'observation autour de la dépression solaire $U \simeq -9^o$. Cette dépression solaire correspond à l'intensité maximum de l'émission (intensité plateau). Les résultats d'observation correspondant aux différentes dépressions solaires sont publiés dans l'annexe, ceux qui correspondent à $U \simeq -9^o$ sont présentés dans la figure 12.

On voit que le rapport R présente un minimum en février, mars et en octobre, novembre, décembre. Ce minimum correspond au maximum d'intensité des raies D. Le maximum de R en juin-juillet correspond au minimum d'intensité. La variation de R présente des fluctuations importantes d'un jour à l'autre et d'un crépuscule à l'autre. Il n'y a pratiquement pas de différence entre les crépuscules du soir et ceux du matin (contrairement aux mesures plus restreintes faites précédemment) [18]. Au minimum, R atteint 1,2 et au maximum 1,65. Les erreurs de mesure sur les clichés sont de l'ordre de 0,08 en moyenne et dans les cas les plus favorables (raies d'émission intense, continu faible) de 0,05. L'influence de

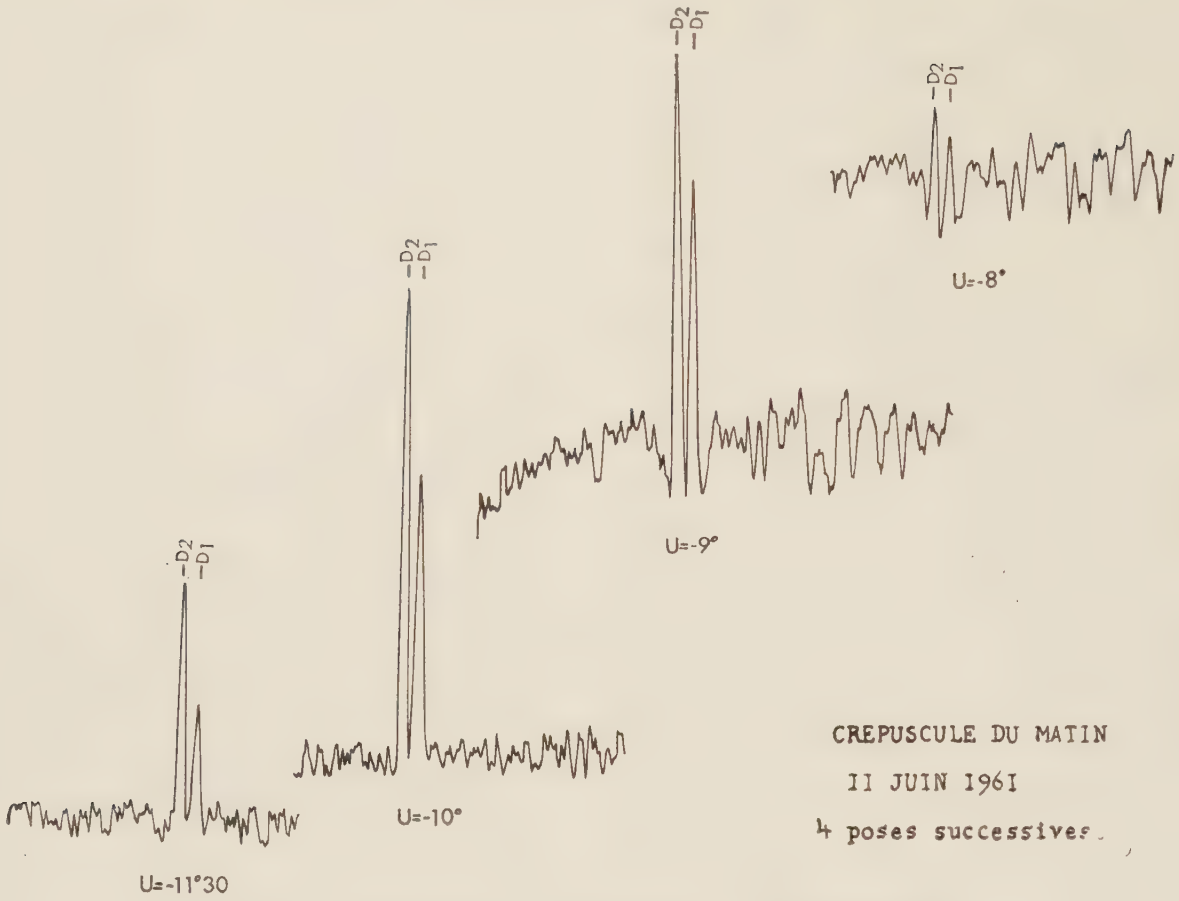


Fig. 11. — Enregistrement photométrique d'un spectre crépusculaire.

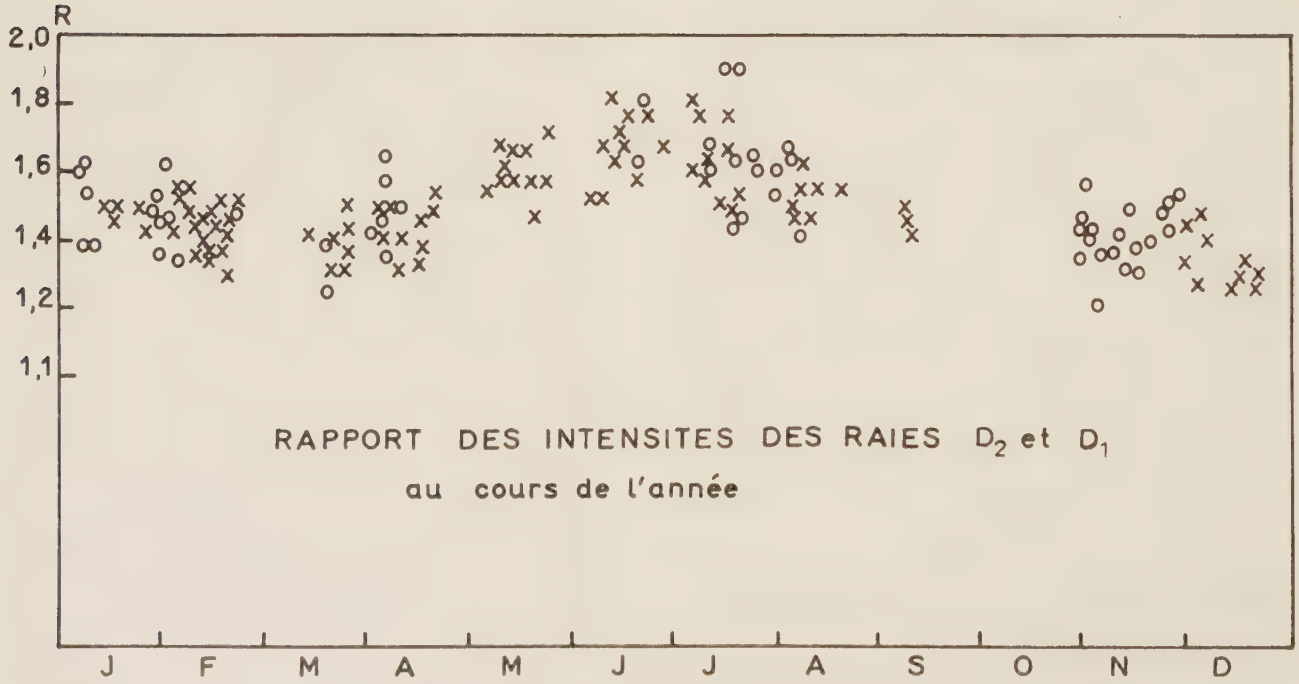


Fig. 12. — Variation du rapport des intensités des raies D concernant l'intensité « plateau » au cours de l'année (● mesures 1959, ○ mesures 1960, × mesures 1961).

ces erreurs sur le rapport R est importante du fait que ce dernier varie dans des limites étroites.

Interprétation théorique du rapport R.

Les mesures du rapport R permettent de déterminer théoriquement l'abondance des atomes responsables de l'émission ainsi que l'intensité absolue de la lumière reçue. Sans avoir la prétention de traiter rigoureusement ce problème très complexe, nous nous contentons de calculs suffisants pour expliquer nos résultats d'observation.

Géométrie du phénomène. — Soient (fig. 13) : M un point de la couche émissive situé à une hauteur h, ζ la distance zénithale de ce point qu'on vise du lieu d'observation O, R le rayon terrestre, h_0 l'altitude du flux solaire πF éclairant M, $U = \alpha + \beta$ la dépression solaire du lieu d'observation 0, β la dépression solaire à la longitude du point M, θ_0 l'angle que fait le rayon solaire avec la normale à la couche, θ_1 l'angle que fait l'intensité émise vers O avec la normale à la couche.

Données fondamentales. — Parmi les données fondamentales utilisées dans le traitement du problème, on doit citer :

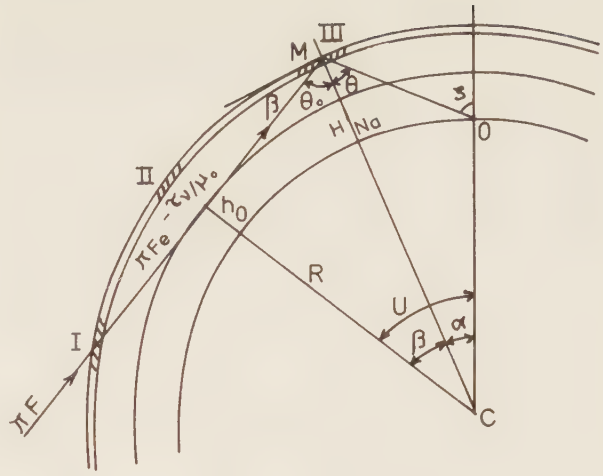


Fig. 13. — Géométrie du phénomène crépusculaire.

1° L'intensité du flux solaire excitateur. Pour la longueur d'onde de la raie, c'est l'intensité restante au fond des raies D solaires. On ne connaît pas très bien sa valeur ni le profil des raies de Fraunhofer. Il faut encore, d'après J. E. Blamont et T. M. Donahue [21] tenir compte du déplacement Doppler causé par la rotation du Soleil, par le déplacement et la rotation de la Terre sur son orbite. Citons quelques mesures de l'intensité résiduelle au fond des raies D_1 et D_2 solaires :

	Priester [22]		Shane [23]	Hunten [24]
	Au centre du disque	Intégrée par rapport a tout le disque		
	—	—	—	—
$r_1(D_1)$	0,066	0,079	0,058	0,059
$r_2(D_2)$	0,058	0,066	0,052	0,0506

r_1 et r_2 sont exprimées par rapport au continu. On remarque que le rapport r_2/r_1 n'est connu qu'à 10 % près.

L'intensité du continu solaire en unités absolues est connue par les travaux de Minnaert [25] qui a combiné la courbe de distribution d'énergie du Soleil avec la constante solaire pour obtenir l'énergie solaire exprimée en ergs/cm²/sec/par cm de longueur d'onde. On a à la surface de la Terre, au dessus des couches absorbantes :

$$F_C = 10^{-8}\ \pi F(R/r)^2 = 6{,}82 . 10^{-13} . F_M \text{ ergs/cm}^2\text{/sec/Å}.$$

Le tableau de Minnaert donne les valeurs de F_M.

2° La structure hyperfine des raies D telluriques. D'après J. W. Chamberlain, D. M. Hunten et J. E. Mack [13], chaque raie D peut être considérée comme dédoublée en deux composantes ayant chacune un coefficient d'absorption qui varie avec la température. En appelant D_{1a} D_{1b}, D_{2a}, D_{2b} ces composantes, autour de 220 °K on a le tableau suivant :

	D_{1a}	D_{1b}	D_{2a}	D_{2b}
	—	—	—	—
T_r	235 °K	220 °K	221 °K	221 °K
k_0 (10^{-12} cm²)	4,35	2,65	8,97	5,37

k_0 est le coefficient d'absorption par atome au centre de chacune des raies T_e est la température effective pour un profil Doppler de chacune de ces composantes.

3° L'influence de la basse atmosphère. Celle-ci ne joue qu'à partir d'une certaine dépression solaire. Ses effets sont : la diffusion, la réfraction, l'affaiblissement par diffusion moléculaire et l'absorption vraie de l'ozone.

4° Les propriétés de la couche (hauteur, distribution, abondance, température) du côté du jour et du côté du crépuscule.

5° Le transport de la lumière émise par la couche vers l'observateur avec diffusion et absorption par la basse atmosphère et par la couche même.

On peut négliger l'intensité diffusée sur le parcours de la lumière excitatrice de la couche I à la couche III ainsi que la lumière réfléchie sur la surface de la Terre car celle-ci ne joue un rôle vraiment important qu'aux faibles dépressions solaires.

Équation de transfert de rayonnement. — L'intensité reçue par l'observateur, compte non tenu de l'absorption par la basse atmosphère, peut être calculée à partir d'une équation de transfert pour une atmosphère de plans parallèles éclairés par un flux de rayons solaires directs sélectivement absorbé par la couche I. Dans le cas de diffusion isotrope, d'albedo égal à 1, on a, d'après [13, 26] :

$$(1)\qquad \mu \frac{dI_\nu}{d\tau_\nu}(\tau_\nu, \mu, \varphi) = I_\nu(\tau_\nu, \mu, \varphi) - \frac{1}{4\pi}\int_{-1}^{+1}\int_0^{2\pi} I_\nu(\tau_\nu, \mu', \varphi')\, d\mu'\, d\varphi' - \frac{1}{4} F_\nu\, e^{-\frac{\tau_\nu}{\mu_0}}$$

où $\mu_0 = \cos\theta_0$, $\mu = \cos\theta$, F flux solaire en dehors de l'atmosphère. Cette équation est équivalente à celle qui a été citée dans la première partie, chapitre II.

Solutions de l'équation (I). — 1° L'intensité de la lumière reçue en bas, comme l'indique la figure 13, se présente sous la forme :

$$(2)\qquad I_\nu(0, \mu) = \frac{1}{4} F_\nu\, e^{-\frac{\tau_\nu}{\mu_0}} \times \frac{\mu_0}{\mu + \mu_0}\left[X^*(\mu).X^*(\mu_0) - Y^*(\mu).Y^*(\mu_0)\right]$$

où $I_\nu(0, \mu)$ est l'intensité émergente du fond de la couche (les notations sont de J. W. Chamberlain [13]), X*, Y*, sont, d'après S. Chandrasekhar [26], les solutions d'un système d'équations différentielles. Les valeurs de X* et Y* ont été tabulées par S. Chandrasekhar et D. Elbert [27]. On obtient l'intensité totale en intégrant par rapport à toute la raie :

$$(3)\qquad \mathfrak{J}(\tau_0, \mu) = \int_0^{+\infty} I_\nu(0, \mu)\, d\nu.$$

Cette intégration est très laborieuse, elle peut se faire par la méthode graphique.

2° Si on ne tient compte que de la diffusion du premier ordre, on a :

$$(4)\qquad \mathfrak{J}(\tau_0, \mu) = \frac{1}{4}\frac{\mu_0}{\mu + \mu_0}\cdot F_\nu \int_0^{+\infty} e^{-\frac{\tau_\nu}{\mu_0}}\left(1 - e^{-\tau_\nu\left(\frac{1}{\mu} + \frac{1}{\mu_0}\right)}\right) d\nu.$$

Dans la formule [4], l'intégrale peut être évaluée plus facilement. En effet, d'après Ladenburg [28] :

$$\int_0^{+\infty}\left(1 - e^{-Ce^{-x^2}}\right) dx = C\sqrt{\pi}/2\left\{1 - C/2\sqrt{2} + C^2/3\sqrt{3} + \ldots\right\}.$$

L'intégrale a été tabulée par Levy [29] sous la forme CxS où S est la somme de la série entre accolades. Nous pouvons donc écrire :

$$(5)\qquad \mathfrak{J}(\tau_0, \mu) = \frac{1}{4}\cdot\frac{\mu_0}{\mu + \mu_0}\cdot F_\nu\cdot\frac{U}{c}\,\nu_0\sqrt{\pi}\left\{\tau_0\left(\frac{2}{\mu_0} + \frac{1}{\mu}\right) S\left[\tau_0\left(\frac{2}{\mu_0} + \frac{1}{\mu}\right)\right] - \frac{\tau_0}{\mu_0} S\left(\frac{\tau_0}{\mu_0}\right)\right\}.$$

3° Citons l'évaluation rapide de la formule (4) due à D. M. Hunten [30] :

$$(6)\qquad \mathfrak{J}(\tau_0, \mu) = \frac{1}{4}\cdot\frac{\mu_0}{\mu + \mu_0}\cdot F_\nu\cdot\frac{U}{c}\,\nu_0\sqrt{\pi}\, e^{-\frac{\tau_0}{\sqrt{2}\mu_0}}\left(1 - e^{-\frac{\tau_0}{\sqrt{2}}\left(\frac{1}{\mu_0} + \frac{1}{\mu}\right)}\right).$$

4° Enfin, si on ne tient pas compte de l'auto-absorption, les formules (4) et (6) deviennent :

$$(7)\qquad J(\tau_0, \mu) = \frac{1}{4\mu}\cdot F_\nu\cdot\frac{U}{c}\,\nu_0\sqrt{\pi}\,\tau_0$$

ainsi l'intensité est proportionnelle à l'abondance.

La figure 14 montre les différentes valeurs de $4\pi\mu J(\tau_0, \mu)$ en fonction de τ_0 calculées pour $\mu = 0{,}305$ et $\mu_0 = 0{,}122$ correspondant à la distance zénithale 75° et à la dépression solaire $U = 9°40'$. Nous avons pris comme hauteur de la couche émissive $h = 85$ km, θ est liée à ζ par la formule simple $(R + h)/\sin\zeta = R/\sin\theta$. Nous avons pris $F = 205$ photons par cm² par seconde et $r_1 = 0{,}0506$ pour l'intensité résiduelle au fond de la raie D_1 d'après J. W. Chamberlain, D. M.

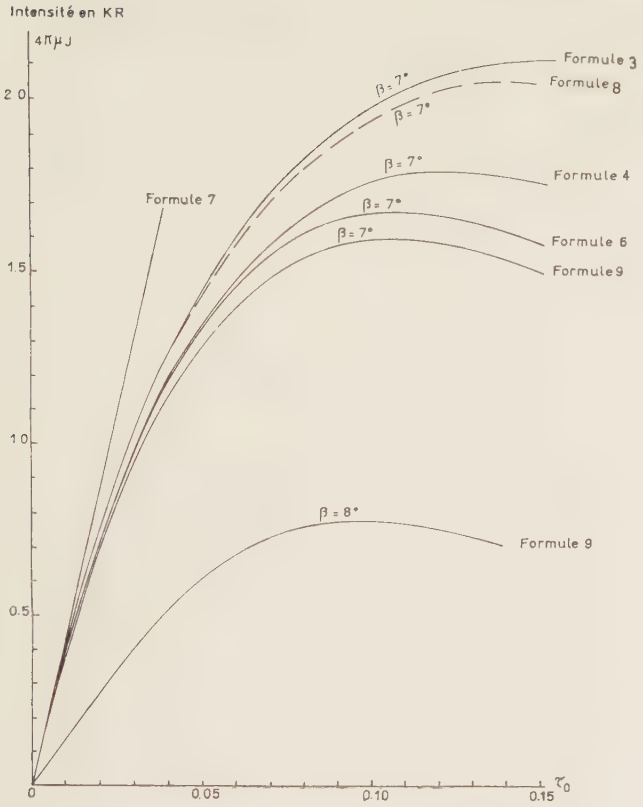


FIG. 14. — Comparaison des diverses formules (en ordonnée $4\pi\mu J$ en rayleighs, en abscisse densité optique).

HUNTEN et J. E. MACK [13]. L'écart est assez important entre ces différentes courbes.

5° Si nous tenons compte de la diffusion du second ordre, nous pouvons écrire, avec VAN DE HULST [31] :

$$X(\mu) = I + U(\mu, \tau)$$

$$Y(\mu) = \exp\left(-\frac{\tau}{\mu}\right) + U'(\mu, \tau)$$

avec :

$$U(\mu, \tau) = \frac{1}{2} \cdot F_1(-s, \tau) \text{ où } s = 1/\mu$$

$$U'(\mu, \tau) = \exp(-\tau_v/\mu) . F_1(s, \tau)$$

où

$$F_1(b, \tau) = (-1 + l) - \frac{1}{2}\left(-bl + \frac{1}{2}b + 1\right)^2$$

avec

$$l = ln(\tau) + \gamma ;$$

γ constante d'Euler.

Nous ne commettons pas beaucoup d'erreurs en prenant :

$$U(\mu, \tau) = U(\mu_0, \tau) = U'(\mu, \tau) = U'(\mu_0, \tau).$$

D'après les valeurs données par VAN DE HULST, nous pouvons écrire approximativement :

$$U(\mu, \tau) = \tau(a\tau^2 + b\tau + c) \text{ pour } 0 < \tau < 0{,}15$$

d'où :

$$(8) \quad \mathfrak{J}(\tau_0, \mu) = \frac{\mu_0}{4(\mu - \mu_0)} \cdot F_\nu . U \frac{\nu_0}{c}$$

$$\left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{\tau_0}{\mu_0} e^{-x^2}} \left(1 - e^{-\tau_0\left(\frac{1}{\mu_0} + \frac{1}{\mu}\right) e^{-x^2}}\right) dx \right.$$

$$\left. \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{\tau_0}{\mu_0} e^{-x^2}} (a\tau^3 + b\tau^2 + c\tau) \left[\left(1 - e^{-\frac{\tau_0}{\mu_0} e^{-x^2}}\right) \left(1 - e^{-\frac{\tau_0}{\mu} e^{-x^2}}\right)\right] dx \right\}.$$

Le second terme constitue un terme correctif à l'expression [4] déjà calculée. Le calcul du terme correctif est relativement facile ; en effet, on peut écrire :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} (a\tau^3 + b\tau^2 + c\tau)\left[2e^{-\frac{\mu_0}{\tau_0} e^{-x^2}} - e^{-\tau_0 e^{-x^2}\left(\frac{1}{\mu_0} + \frac{2}{\mu}\right)}\right] dx$$

$$= \left\{ \begin{array}{l} \sqrt{\pi}\, c\tau_0 \left\{ 2B_1\left(\frac{\tau_0}{\mu_0}\right) - B_1\left[\tau_0\left(\frac{1}{\mu_0} + \frac{1}{\mu}\right)\right] - B_1\left(2\frac{\tau_0}{\mu_0}\right) \right\} \\ + \sqrt{\pi}\, b\tau_0^2 \left\{ 2B_2\left(\frac{\tau_0}{\mu_0}\right) - B_2\left[\tau_0\left(\frac{1}{\mu_0} + \frac{1}{\mu}\right)\right] - B_2\left(2\frac{\tau_0}{\mu_0}\right) \right\} \\ + \sqrt{\pi}\, a\tau_0^3 \left\{ 2B_3\left(\frac{\tau_0}{\mu_0}\right) - B_3\left[\tau_0\left(\frac{1}{\mu_0} + \frac{1}{\mu}\right)\right] - B_3\left(2\frac{\tau_0}{\mu_0}\right) \right\} \end{array} \right.$$

avec

$$B_n(k) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \tau_0^n . e^{-nx^2} . e^{-ke^{-x^2}}\, dx$$

déjà tabulé par J. BRANDT [32]. La comparaison de nos calculs avec ceux de J. W. CHAMBERLAIN [13] est satisfaisante pour la portion de courbe allant de $\tau_0 = 0$ à $\tau_0 = 0{,}15$ (courbe en traits interrompus fig. 14).

Nous avons vu que cette dernière méthode est la plus simple. C'est celle que nous employons pour calculer $4\pi\mu J(\tau_0, \mu)$ pour les différentes valeurs de β. Le réseau de courbes de la figure 15 concerne la raie hyperfine D_1 ; pour avoir les valeurs de D_2, on n'a qu'à les multiplier par le rapport des intensités résiduelles r_2/r_1.

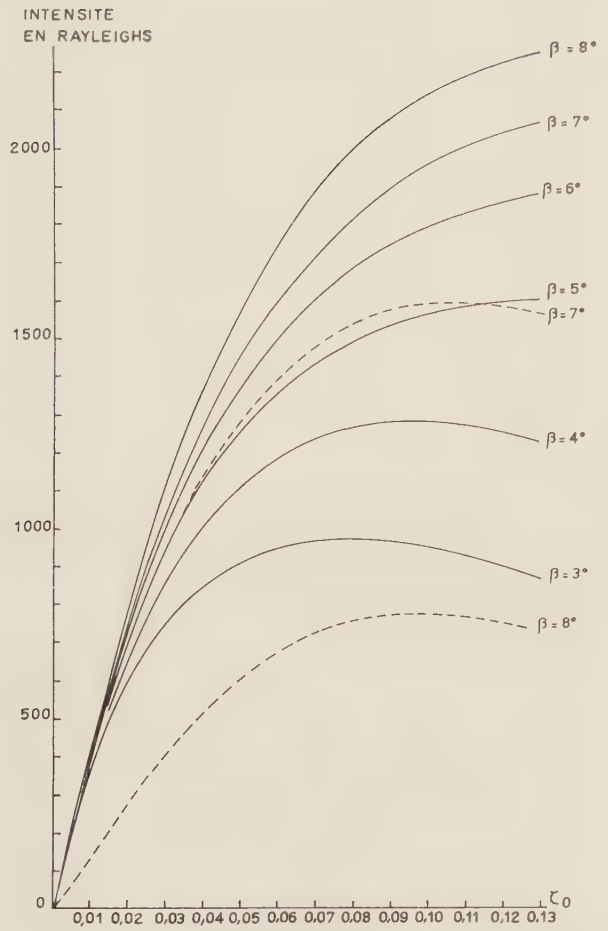


FIG. 15. — Intensité absolue calculée pour les raies hyperfines D_1 (en ordonnée $4\pi\mu J$ en rayleighs, en abscisse densité optique). Utilisation des formules (8) et (9).

Pour $\beta > 7^o$, la couche émissive n'est plus entièrement éclairée par les rayons solaires à cause de l'influence de la couche écran sur le parcours de la couche I à la couche III. Nous évaluons sommairement l'intensité émise par la couche et reçue par l'observateur en prenant les valeurs de la transmission $T(z)$ calculées par F. LINK [33] pour les hauteurs z. Supposons avec D. BARBIER [10] que les atomes sont distribués suivant une loi exponentielle, nous avons :

$$dI(0, \mu) = \frac{F_\nu}{4\mu} e^{-\frac{\tau_\nu}{\mu_0}} e^{-t_\nu\left(\frac{1}{\mu_0}+\frac{1}{\mu}\right)} . T(z) . n(z)\, k_\nu\, dz$$

où t_ν est la densité optique de la couche à l'altitude z, $n(z)$ est la densité des atomes $n(z) = (N/H) . \exp[-(z - z_1)/H]$; $H = 8$ km est la hauteur d'échelle ; N est l'abondance des atomes.

$$t_\nu = \tau_\nu\left(1 - e^{-\frac{z-z_1}{H}}\right) ; \quad \tau_\nu = N k_\nu ; \quad k_\nu = k_0\, e^{-x^2} ;$$

$$x = \frac{c}{U}\left(\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0}\right) ; \quad U = \sqrt{\frac{2KT}{M}}.$$

En intégrant par rapport à la fréquence d'après la méthode de D. M. HUNTEN déjà citée, nous avons :

$$dI(\tau_0, \mu) = \frac{F_\nu}{4\mu} . \frac{U}{c}\, \nu_0 . T(z) . n(z)\, dz$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} k_0\, e^{-x^2} . e^{-\tau_0 e^{-x^2}\left[\frac{1}{\mu_0}+\left(\frac{1}{\mu_0}+\frac{1}{\mu}\right)\left(1-e^{\frac{z-z_1}{H}}\right)e^{-x^2}\right]}\, dx,$$

$$(9) \qquad J(\tau_0, \mu) = \frac{F_\nu}{4\mu} \frac{U}{c}\, \nu_0\, k_0 \sqrt{\pi}$$

$$\int_{z_1}^{\infty} T(z) . n(z)\, e^{-\frac{\tau_0}{\sqrt{2}}\mu_0} . e^{\frac{\tau_0}{\sqrt{2}}\left(\frac{1}{\mu_0}+\frac{1}{\mu}\right)\left(1-e^{\left(\frac{z-z_1}{H}\right)}\right)}\, dx.$$

Ajoutons à ces valeurs des quantités correspondant au terme correctif comme il a été fait ci-dessus. Les résultats concernant les dépressions solaires $\beta = 7^o$, 8° sont donnés en pointillé dans la figure 15. L'intégrale (9) a été évaluée graphiquement.

A partir des valeurs $4\pi\mu J$ des raies hyperfines D_2 et D_1 calculées par rapport à τ_0 pour les différentes valeurs de β, nous déterminons par rapport à N (nombre d'atomes par cm^2 de section) l'intensité absolue de chacune des raies D. N. est lié à τ_0 par la relation : $\tau_0 = N . k_0$. Nous avons :

$$4\pi\mu\, J_{(D_1)} = 4\pi\mu[J_{(D_{1a})} + J_{(D_{1b})}]$$

$$4\pi\mu\, J_{(D_2)} = 4\pi\mu[J_{(D_{2a})} + J_{(D_{2b})}].$$

Les courbes de la figure 16*a* donnent des intensités individuelles des raies D_1 et D_2 au cours du crépuscule pour $N = 4.10^9$ et 8.10^9 atomes. On voit, pour la partie des courbes où $\beta < 6^o30'$ que l'auto-absorption conduit à une baisse de l'émission d'autant plus sensible que l'abondance est plus élevée. La deuxième partie des courbes où $\beta > 6^o30'$ reflète l'influence de la basse atmosphère par l'absorption de plus en plus forte des rayons solaires excitateurs. Les courbes de la figure 16*b* montrent la variation théorique de l'intensité totale des raies D au cours du crépuscule.

La figure 17 présente l'intensité totale et le rapport des intensités $R = I_{D_2}/I_{D_1}$ en fonction de N. Pour $\beta \geqslant 6^o30'$, l'atténuation de la lumière incidente par la basse atmosphère doit être la même pour les raies D_1 et D_2 et on doit s'attendre à ce que le rapport R ne soit pas affecté comme nous l'avons calculé.

D'après T. M. DONAHUE [34], au crépuscule tardif, les portions les plus hautes de la couche sont plus favorisées car elles sont éclairées directement, tandis que les parties basses ne sont éclairées que par la lumière plus ou moins absor-

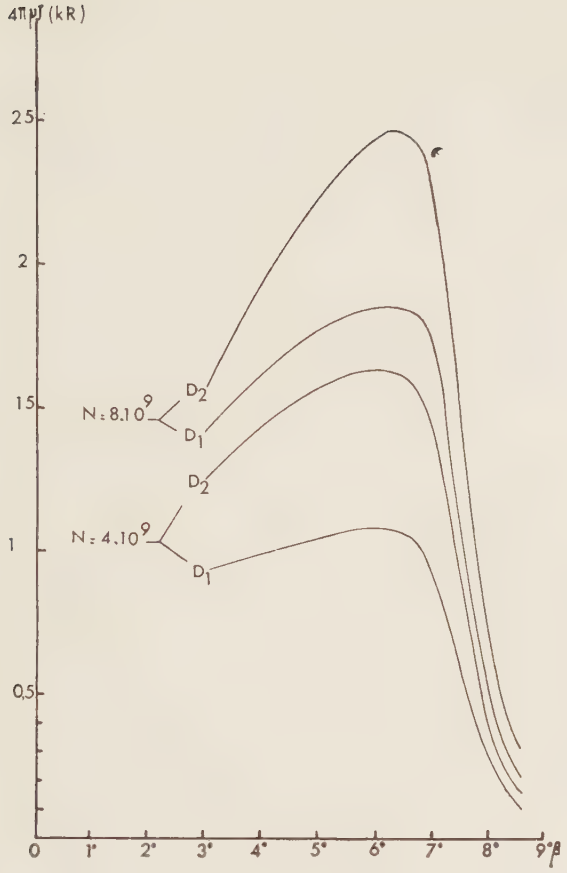


Fig. 16*a*. — Intensités des raies D_2 et D_1 par rapport aux diverses dépressions solaires.

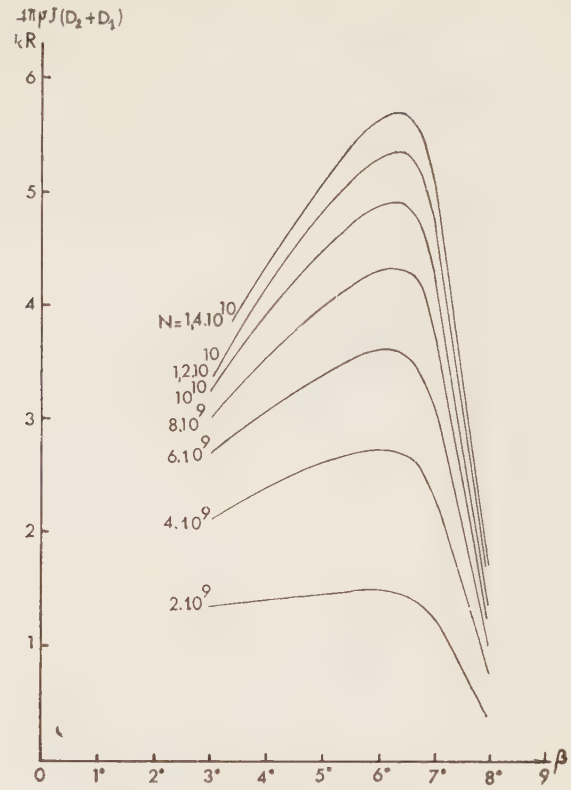


Fig. 16*b*. — Intensité totale des raies D par rapport aux dépressions solaires.

bée. Comme la lumière émise par la partie supérieure de la couche doit traverser une grande épaisseur de Na non excité pour arriver à l'observateur, cette nouvelle absorption réduit le rapport R.

Discussion

Nos mesures du rapport R des intensités au cours du crépuscule confirment la diminution de l'auto-absorption avec l'accroissement de la dépression solaire. En effet, quoique les mesures soient peu nombreuses au cours d'un crépuscule (voir annexe), elles montrent que R augmente avec la dépression solaire ; néanmoins, il semble que, de $\beta = 4^\circ$ à 7°, l'augmentation de R est plus rapide que celle calculée théoriquement. Ceci provient du fait que les couches I et III n'ont pas la même structure, c'est-à-dire que l'abondance en atomes libres n'est peut-être pas constante au cours du crépuscule comme nous l'avons supposé. Ce détail reste à éclaircir.

Si nous exprimons les valeurs mesurées de R

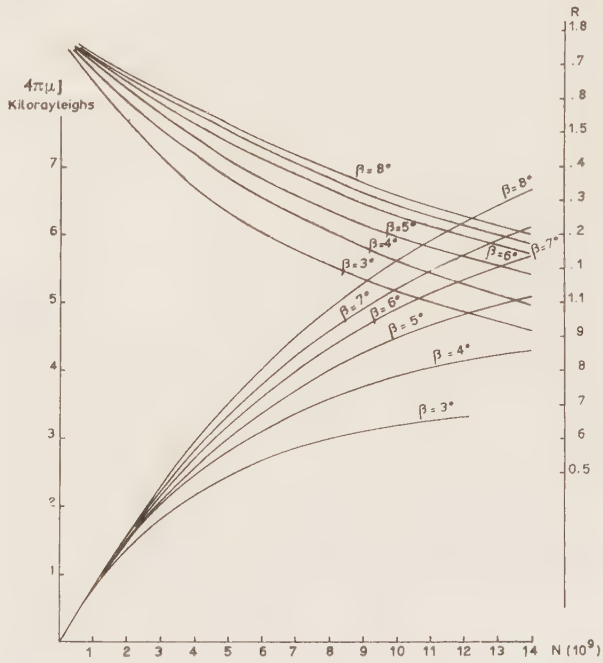


Fig. 17. — Rapport des intensités et intensité totale des raies D au cours du crépuscule.

autour de l'intensité « plateau » ($\beta \simeq 6^\circ 30'$, $U = 9^\circ 10'$) données dans la figure 18 en fonction

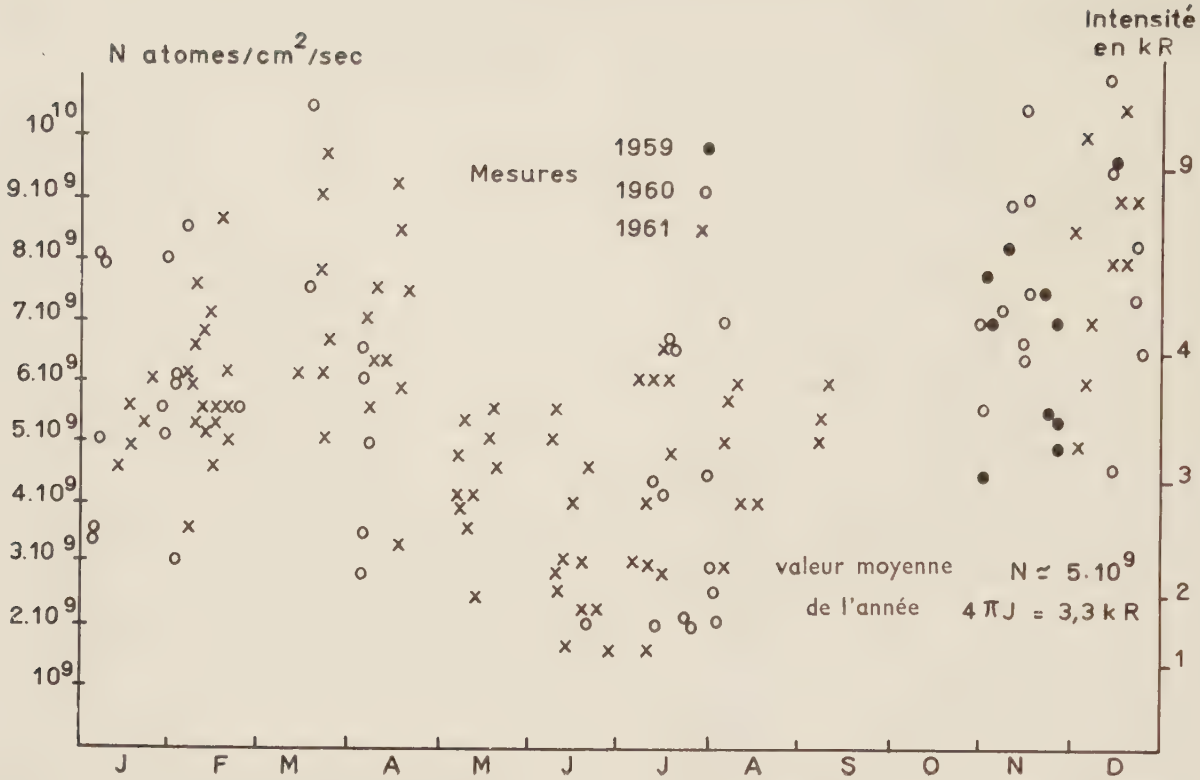


Fig. 18. — *Résultat des mesures.* Variation de l'abondance et de l'intensité des raies D au cours de l'année.

de l'abondance N au zénith, nous voyons que celles-ci, en période de maximum d'intensité en hiver (correspondant au minimum de R) atteint 9.10^9 atomes par cm² au zénith et en période de minimum en été (maximum de R), 1,5 à 2.10^9 atomes par cm². Un second maximum en fin mars ou début avril, déjà signalé par J. E. Blamont [21, 35] dans les mesures crépusculaires et par D. Barbier [36] dans les mesures nocturnes, est aussi visible.

D'après ces résultats, l'abondance trouvée par J. Bricard et A. Kastler [7] $N = 8.10^9$ atomes par la méthode des mesures absolues n'est atteinte que pendant les périodes de maximum. La comparaison de nos mesures (quoique ne correspondant pas aux mêmes années) avec celles de J. E. Blamont et T. M. Donahue [35] à l'observatoire de Haute-Provence montre que leurs résultats obtenus au photomètre basé sur l'effet Zeeman du Na semblent surévalués. Ces observateurs ont calibré leur appareil, en fonction de l'abondance, par comparaison de l'allure de la courbe expérimentale avec celle calculée théoriquement par T. M. Donahue et R. Stull [14]. Pour certains crépuscules, surtout pendant les périodes de maximum d'intensité des raies D en hiver, l'abondance évaluée par ces auteurs atteint 25.10^9 atomes par cm², peut-être plus d'après les discussions de T. M. Donahue [37], ce qui exige pour R au cours du crépuscule des valeurs inférieures à l'unité. Dans ce cas, la raie D_1 aurait une intensité plus forte que la raie D_2. Nous n'avons jamais observé ces valeurs au cours de trois années d'observations.

L'allure saisonnière de l'abondance est la même que celle trouvée par D. M. Hunten et ses collaborateurs à Saskatoon (latitude 51 °N) par la méthode des mesures absolues [30, 48]. Globalement, à une époque donnée de l'année, l'abondance est la même dans les deux stations. Nous pouvons conclure qu'il n'existe pas d'effet de latitude bien caractérisé entre les deux stations.

Pour les valeurs de R correspondant aux dépressions solaires supérieures à 7°, il semble que R, au lieu d'augmenter régulièrement diminue comme l'a suggéré T. M. Donahue [36] notamment pour de grandes abondances.

Nous avons, d'autre part, observé quelques crépuscules où l'intensité de l'émission est assez forte alors que les valeurs de R restent normales. Cette intensité ne peut être expliquée que par la transparence plus grande de l'atmosphère (surtout de la couche d'ozone). Mais les fluctuations de l'intensité absolue (voir fig. 18) correspondant

aux fluctuations de R (voir fig. 12) ne devraient provenir que de la couche émissive même.

Il est à remarquer que l'évaluation de l'abondance N en partant du rapport R des intensités paraît plus sûre qu'à partir des mesures absolues, car le rapport R n'est pas affecté par la basse atmosphère. Il est pourtant préférable que les observations sur le ciel se fassent simultanément par les deux méthodes. Dans ce cas, on évalue avec plus de certitude les caractéristiques de la couche telles que : hauteur, distribution et abondance des atomes et on peut aussi expliquer un nombre très restreint de crépuscules anormaux où R ne suit pas la courbe théorique au cours du crépuscule.

Nous avons tenté d'étudier la structure de la couche émissive de la manière suivante : une lentille de grand champ (40°) d'ouverture est placée devant le spectrographe. Elle projette l'image de l'arc crépusculaire sur la fente. Ainsi, avec une orientation convenable de l'appareil, en une seule pose, nous pouvons explorer monochromatiquement le ciel crépusculaire dans une direction choisie à l'avance. Ce procédé est très avantageux, il permet entre autres, d'éliminer les valeurs aberrantes dues aux défauts toujours possibles des émulsions photographiques ; il permet aussi d'obtenir en une seule pose une dizaine de points mesurables avec sécurité. Nous l'avons utilisé de temps à autre depuis juillet 1961. La distance zénithale de l'axe de visée est fixée à 72°. La fente du spectrographe est maintenue horizontale lorsque nous observons dans la direction perpendiculaire à l'azimut du Soleil levant ou couchant ; elle est verticale quand nous observons dans l'azimut du Soleil. La géométrie du phénomène est la suivante (fig. 19) : Pendant la pose qui dure 6 minutes, le champ de la lentille couvre tout ou partie de l'arc crépusculaire EF. Dans l'observation perpendiculaire à l'azimut du Soleil, l'observateur est en O_1 et dans l'autre cas, il est en O_2. Par effet de perspective, le champ de l'arc est beaucoup plus grand dans le premier cas que dans le second. De ce fait, on observe quotidiennement l'arc crépusculaire avec des bords plus tranchés lorsque cet arc s'abaisse plus près de l'horizon (A. Kastler [38]).

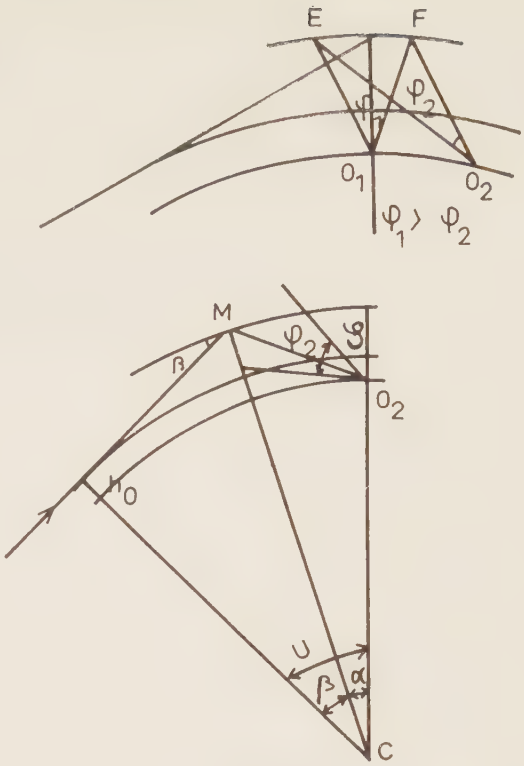


Fig. 19.

Conclusion

Depuis la découverte de la présence du sodium dans la haute atmosphère, malgré une quantité énorme de publications expérimentales et théoriques, il existe encore de nombreux points obscurs. Le problème fondamental consiste à expliquer comment les atomes de sodium peuvent exister à l'altitude 85-90 km, d'où ils viennent et quelles sont les influences qui expliquent leur variation dans l'espace et dans le temps.

Deux origines sont possibles, marine et météoritique.

Les arguments pour ou contre sont basés sur les rapports des abondances Li/Na, K/Na, Mg/Na, Ca/Na, Al/Na, Si/Na.... D'après les plus récentes données expérimentales, à part les spectres de Si et Al qui sont dans l'ultra-violet, presque tous les autres éléments sont observables : la détection récente de Ca^+ et Mg^+ [39] dans la haute atmosphère par les fusées appuie l'hypothèse météoritique tandis que les mesures récentes du lithium et du potassium donnent des abondances relatives Li/Na, K/Na qui paraissent en faveur de l'origine marine [40]. D'après M. Silverman [41], la durée de résidence des atomes dans la haute atmosphère n'est pas bien connue. Cette durée dépend des poids atomiques, des coefficients de diffusion et de mélange. Pour le rapport des abondances Li/Na par exemple, dans le cas de l'origine météoritique, les temps de résidence de Na et Li doivent être différents, par conséquent la mesure

du rapport N_{Li}/N_{Na} ne représente pas l'abondance vraie dans les météorites.

Des arguments contre l'origine marine ont été cités par C. E. Junge, O. Oldenberg et J. J. Wasson [42] selon lesquels il est invraisemblable que le sel marin puisse être transporté jusqu'à une altitude de 70 km et converti en atomes en quantité suffisante pour donner l'abondance observée au-dessus de cette altitude.

Parmi les solutions proposées pour expliquer la variation en atomes libres sur les bases de l'équilibre chimique et de l'équilibre entre atomes libres et ionisés, on peut citer :

1° Mécanisme de S. Chapman [43] :

$$NaO + O \rightarrow Na(^2P) + O_2$$

puis

$$Na(^2P) \rightarrow Na(^2S) + h\nu$$

NaO provient de :

$$Na(^2S) + O_2\,(X^3\,\Sigma^-\,g) + M \rightarrow NaO_2 + M$$

puis

$$NaO_2 + O(^3P) \rightarrow NaO + O_2$$

ou

$$Na(^2S) + O_2 \rightarrow NaO + O_2$$

qualitativement il semble que Na peut être maintenu à l'état libre à grande altitude.

2° Le mécanisme de R. Bates et M. Nicolet [44] :

$$NaH + O \rightarrow Na(^2P) + OH$$

ou [45] :

$$NaH + H \rightarrow Na(^2P) + H_2$$

NaH est produit par :

$$NaO_2 + H \rightarrow NaH + O_2$$

3° Le mécanisme d'excitation par collisions proposé par A. Potter et Del Duca [46] :

$$Na(^2S) + M \rightarrow Na(^2P) + M$$

M peut être O_2.

4° Le mécanisme par photoionisation :

$$Na(^2S) + h\nu \rightarrow Na^+(^1S) + e$$

et par recombinaison :

$$Na^+(^2S) + M^- \rightarrow Na + M$$

$$Na + X^+ \rightarrow Na^+ + X.$$

Les réactions 4° correspondent à un équilibre entre les atomes neutres et ionisés.

D'après V. Jones [47], le rapport entre les atomes neutres libres et combinés dépend du rapport $n(O)/n(O_2)$. Il en résulte que le sodium est presque entièrement sous forme atomique au-dessus de 95 km et presque entièrement sous forme de composés au-dessous de 80 km. En même temps, le sodium atomique est partiellement ionisé en haute altitude. Ceci explique qu'on ne détecte pas de variation d'abondance entre le matin et le soir à cause du transfert de charge :

$$Na + X^+ \rightarrow Na^+ + X.$$

Pour expliquer la variation saisonnière, D. M. Hunten [48] a calculé la fraction d'atomes neutres suivant la longueur du jour aux différentes saisons ; il trouve que le résultat est insuffisant pour rendre compte de l'effet observé. D'autre part, le maximum d'intensité en février-mars est inexpliqué. Une autre explication est basée sur le transport des atomes neutres des régions polaires vers l'équateur pendant l'hiver. Dans ce cas, on doit observer une augmentation de l'abondance avec la latitude.

Une autre explication est basée sur le transport vertical dans la haute atmosphère, par exemple une montée de NaO en haute altitude accroissant la fraction d'atomes libres. Il est très possible que cet effet soit responsable des fluctuations de l'abondance d'un jour à l'autre et aussi de la variation saisonnière [47].

On peut encore citer en dernier lieu l'explication de T. M. Donahue et J. E. Blamont [37] selon laquelle le sodium se présente sous forme de nuages non homogènes de grandes dimensions (1000 km d'extension). Ces nuages se déplacent du Nord au Sud suivant les saisons et produisent des fluctuations et des variations saisonnières.

Chapitre II

Étude spectrophotométrique du lithium crépusculaire.

J. Delannoy et G. Weill [49] ont les premiers signalé la présence des raies de résonance du lithium (doublet ^2P — ^2S 6707,76 — 6707,91 Å) dans les spectres crépusculaires en août et septembre 1957 puis en septembre 1958 à la station antarctique Dumont d'Urville. M. Gadsden et K. Salmon [50] ont aussi observé cette raie en août 1958 dans l'Antarctique et en Nouvelle-Zélande en septembre de la même année. L'intensité moyenne de l'émission du lithium a été évaluée à 1/10 de celle du sodium par D. Barbier, J. Delannoy et G. Weill [51], qui ont estimé le rapport des abondances Li/Na à 0,006 en accord avec le pourcentage de ces alcalins dans les météorites. Le rapprochement entre la découverte du lithium et les essais thermonucléaires de 1958 a permis à D. R. Barber [52] de suggérer que le lithium observé est dû aux débris d'explosions thermonucléaires mais l'origine du lithium observé en absence de ces dernières, en 1957, reste inexpliqué.

Quelques années après, D. M. Hunten et M. Sullivan [53] ont observé l'exaltation de cette raie, en novembre et décembre 1961, à Saskatoon grâce à un photomètre très sensible. L'émission est très faible, l'intensité moyenne étant de l'ordre de 200 rayleighs avec des maximum inférieurs à 400 rayleighs. En comparant les dates d'observation avec celles d'essais thermonucléaires russes, ils ont trouvé que la corrélation avec les explosions thermonucléaires est satisfaisante mais l'origine thermonucléaire n'est pourtant pas bien établie. Ils suggèrent que le lithium peut être produit par les météorites.

Notre recherche infructueuse du lithium crépusculaire depuis 1961 provient du fait que l'appareillage est incapable de détecter une intensité d'émission de l'ordre de 150 rayleighs. Si la présence de la raie de résonance se manifeste par une trace il est pourtant difficile d'affirmer avec certitude l'existence réelle du lithium et encore moins d'évaluer son intensité. Il est possible que les pointes de maximum de 400 rayleighs signalées par D. M. Hunten et M. Sullivan soient passées inaperçues de notre station.

Les raies de résonance du lithium sont apparues brusquement sur nos spectres crépusculaires le 30 octobre 1962 au soir alors qu'elles sont encore absentes le 24 octobre. L'intensité émise par le doublet rouge du lithium est très forte ; elle est presque équivalente à l'intensité du doublet D du sodium. Elle atteint son maximum le jour suivant où elle dépasse celle des raies D. Elle commence tout de suite à diminuer les jours suivants ; vers le milieu du mois de novembre, sa valeur est à peu près la moitié de ce qu'elle était au début du mois. Au mois de décembre, l'intensité devient tellement faible qu'il est difficile de l'évaluer avec les méthodes photométriques usuelles. Pourtant le 7 décembre, l'intensité de la raie est plus forte que les jours précédents mais l'intensité des raies D est aussi anormalement intense. Depuis, elle est complètement absente sur nos spectres crépusculaires.

Conditions d'observation et instruments utilisés

Presque toutes les observations ont été faites en visant à 75° du zénith dans la direction du Soleil levant ou couchant. Nous avons utilisé cette fois-ci deux spectrographes :

1° Avec le spectrographe à réseau déjà utilisé dans l'étude du sodium crépusculaire, nous nous contentons de prendre des poses échelonnées variant de 5 à 12 minutes. Notons qu'un temps de pose de l'ordre de 6 minutes correspond à un abaissement du Soleil d'un degré sous l'horizon. Comme cela a déjà été signalé ci-dessus, au spectrographe à réseau, les raies D sont complètement séparées mais non les raies rouges du lithium car l'intervalle entre les raies du doublet est seulement de 0,2 Å.

2° Le spectrographe à prismes est plus adapté à l'étude de la variation de l'intensité des raies au cours du crépuscule. C'est un spectrographe de Cojan [54] dont la plaque photographique est animée durant la pose d'un mouvement de translation uniforme parallèle aux raies du spectre. Ce déplacement est obtenu au moyen d'un moteur synchrone de vitesse d'un tour toutes les 4 minutes correspondant à un déplacement linéaire de la plaque de 1,25 mm. L'échelle de temps est aussi donnée toutes les 4 minutes par

un spectre continu filiforme fourni par une lampe. La largeur et la hauteur de la fente ont été choisies en fonction de l'intensité de la raie d'émission et du spectre continu adjacent. Au spectrographe à prismes, ni les raies jaunes du sodium, ni les raies rouges du lithium ne sont séparées en ses composantes car la dispersion est de 315 Å/mm à 6000 Å,515 Å/mm à 6600 Å. La correction de sensibilité spectrale de l'émulsion et de transparence instrumentale a été faite par la méthode décrite dans l'introduction (Ire partie). Pour les spectres de gradation de l'émulsion obtenus au spectrographe auxiliaire d'étalonnage, nous avons utilisé une lampe à l'hélium qui nous donne, entre autres, les longueurs d'onde 5875 et 6678 Å qui se rapprochent le plus de celles du sodium et du lithium. Le temps de pose est de même ordre que sur le ciel.

Mesures et calculs de l'intensité de l'émission

Comme nous n'avons pas étalonné nos spectrographes pour les mesures absolues, nous nous contentons d'utiliser l'intensité de la raie jaune du sodium comme étalon. L'intensité des raies D est mesurée par la méthode exposée au chapitre précédent en tenant compte de la présence des raies d'absorption superposées aux raies D émises par la haute atmosphère. Mais pour les raies de résonance du lithium qui ne sont pas superposées aux raies d'absorption solaires et telluriques, leur intensité se calcule à partir de l'intensité centrale et du fond continu extrapolé sous la raie par la relation : $J_E = (I_1 - I_0)\,\Delta\lambda$ où I_1 est l'intensité centrale de la raie mesurée à la pointe de celle-ci, I_0 est l'intensité du continu sous la raie ; le facteur $\Delta\lambda$ est considéré comme inversement proportionnel à la dispersion dans les spectres obtenus au spectrographe à prismes. Comme le spectrographe à réseau permet de séparer les raies D, nous mesurons le rapport des intensités $R_1 = I_{D_2}/I_{D_1}$, ce qui permet en appliquant les méthodes du chapitre précédent d'évaluer l'abondance des atomes émetteurs de Na. Nous évaluons ensuite le rapport R_2 des intensités des raies de résonance du lithium et du sodium, en tenant compte de la sensibilité spectrale de l'émulsion, ce qui nous donne le rapport des abondances du lithium et du sodium.

Le rapport R_2 varie au cours du crépuscule. Ce fait est très visible sur les spectres pris du 30 octobre au 2 novembre. Les figures 20*a* et 20*b* montrent qu'au Ier novembre au matin, l'intensité des raies D s'est pratiquement annulée à — 13°30′ de dépression solaire tandis que l'émission de la raie rouge du lithium persiste jusqu'à — 15°. Sans rien préjuger sur la distribution en altitude des couches émissives, ce fait prouve que la couche émissive du lithium est bien plus haute que celle du sodium.

Avant d'analyser les mesures brutes, nous déterminons en premier lieu la hauteur de la couche émissive du lithium. La méthode utilisée est basée sur la décroissance de l'intensité de la raie au cours du crépuscule à partir du moment où les rayons solaires excitateurs commencent à traverser la couche écran. Nous choisissons sur la partie descendante de la courbe le point où l'intensité est la moitié de l'intensité maximum (intensité plateau). A ce moment, les rayons solaires passent au milieu de la couche d'ozone et intersectent le centre de la couche émissive (voir fig. 13). Si nous connaissons la hauteur de la couche écran, nous pouvons déterminer celle de la couche émissive.

En effet, la connaissance de h_0 donne :

$$R + h = (R + h_0) \sec \beta$$

R est le rayon de la terre = 6378 km, h_0 hauteur de la couche écran, h la hauteur de la couche émissive, β est la dépression solaire au zénith du point M, centre de gravité de la couche. Dans ce calcul, nous négligeons la divergence des rayons due à la réfraction.

Du fait que les coefficients d'absorption (absorption par diffusion moléculaire et absorption vraie de l'ozone) sont plus faibles pour la raie rouge du lithium que pour la raie jaune du sodium, la hauteur de la couche écran du premier est d'environ 5 km plus basse que celle du second [50-51]. Connaissant cette différence, nous pouvons déduire la hauteur de la couche émissive du lithium en prenant comme référence celle de la couche du sodium qui est la mieux connue. Nous calculons donc h_{Li} à partir des relations :

$$(R + h_{Li}) \cos \beta_{Li} = R + h_{0Li}$$

$$(R + h_{Na}) \cos \beta_{Na} = R + h_{0Na}.$$

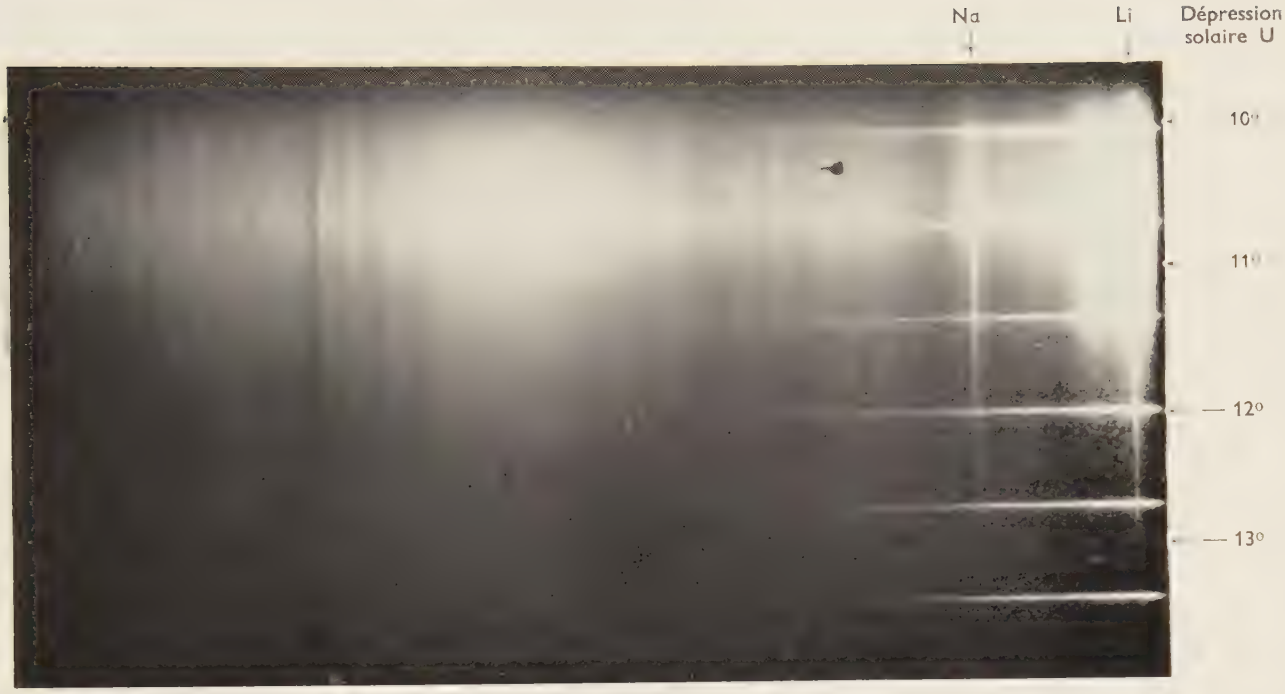
D'où, on tire :

$$h_{Li} = 5/\cos \beta_{Li} + \cos \beta_{Na}(R + h_{Na})/\cos \beta_{Li} - R$$

L'erreur commise dépend de la détermination de β_{Na} et β_{Li}.

La combinaison des données fournies par les deux spectrographes nous permettent d'évaluer h_{Li} en prenant comme référence h_{Na} égale à 85 km.

Spectrographe à prismes



Spectrographe à réseau
5 poses successives + 1 pose étalonnage au néon (voir fig. 20 a).

Reproduction des spectres pris le 1er novembre 1962 au matin.

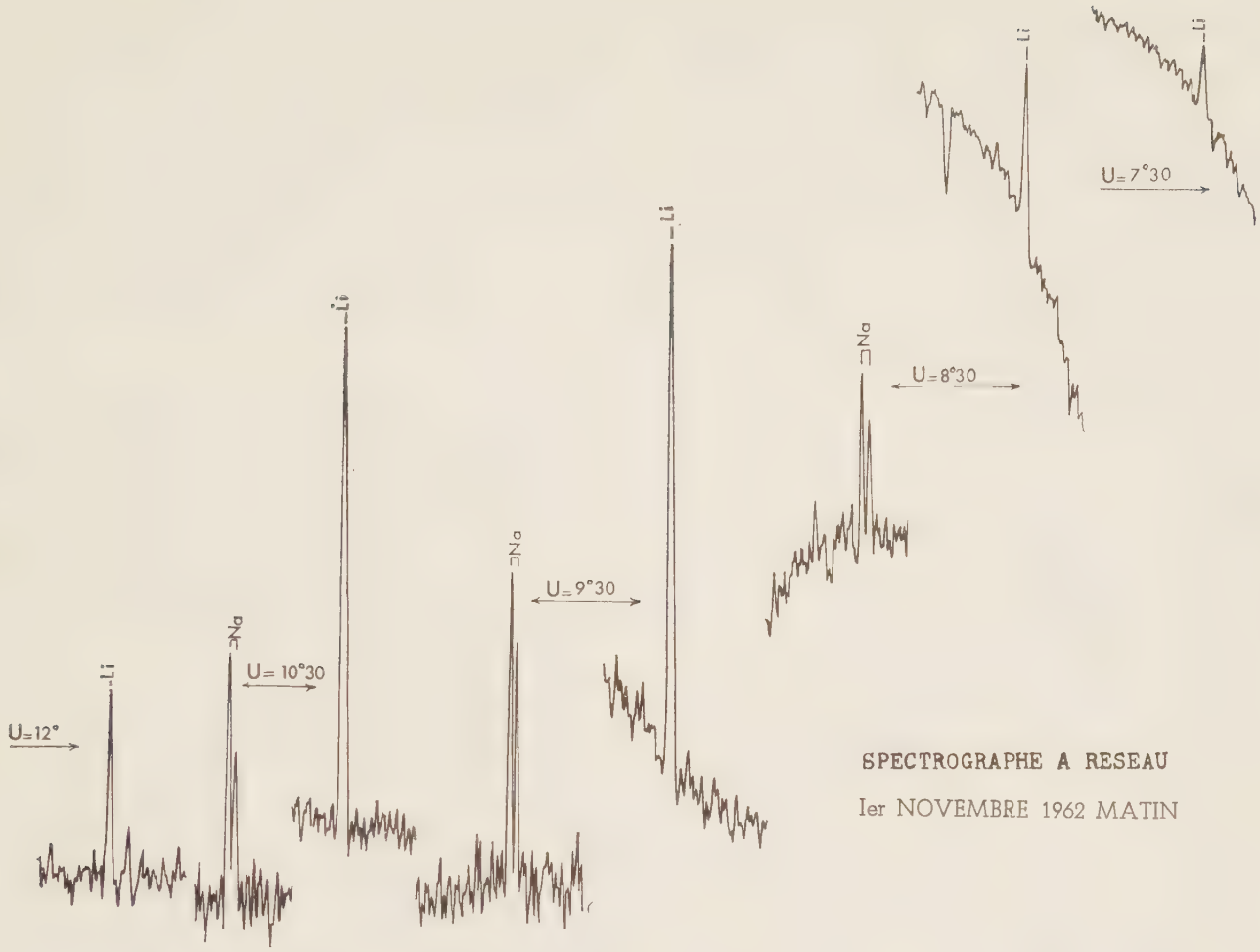


FIG. 20*a*. — *Spectrographe à réseau.* Enregistrement montrant la variation des intensités des raies rouges du lithium et des raies jaunes du sodium au cours du crépuscule le 1er novembre au matin.

ÉVALUATION DE L'INTENSITÉ ABSOLUE DE L'ÉMISSION

Dans le chapitre précédent, nous avons vu que l'intensité de l'émission du sodium n'est pas proportionnelle à l'abondance car il faut tenir compte de l'auto-absorption ; dans le cas du lithium cet effet doit être très atténué car la densité optique de la couche est faible. La formule de diffusion du premier ordre est suffisante pour calculer l'intensité émise. Pour $\beta < 6°30'$, nous avons : (formule (4))

(4)

$$J = \frac{\mu_0}{4(\mu + \mu_0)} \cdot F_c \int_0^{+\infty} e^{-\frac{\tau_\nu}{\mu_0}} \left(1 - e^{-\tau_\nu\left(\frac{1}{\mu_0} + \frac{1}{\mu}\right)}\right) d\nu$$

où F_c est l'intensité du continu solaire en dehors de l'atmosphère à la longueur d'onde de la raie de résonance. Nous prenons, d'après MINNAERT [25] $F_c = 825$ photons par cm² et par seconde à 6708 Å. Les autres symboles sont les mêmes que ceux utilisés dans le chapitre précédent, c'est-à-dire :

τ_ν = densité optique de la couche, nous considérons que la raie est de forme dopplérienne d'où

$$\tau_\nu = \tau_0\, e^{-x^2} \text{ avec } x = \frac{c}{U}\left(\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0}\right) \text{ et } U = \sqrt{\frac{2RT}{M}}$$

c : vitesse de la lumière, U : vitesse thermique, R : constante des gaz parfaits, M : masse atomique, τ_0 : densité optique au centre de la raie, $\tau_0 = k_0\, N$; k_0 est le coefficient d'absorption au centre de la raie. Les coefficients d'absorption k_0 au centre des raies rouges du lithium sont :

	Li 6707,76 Å	Li 6707,91 Å
k_0 (10^{-12}) cm²	$103/\sqrt{T}$	$51/\sqrt{T}$
f	0,50	0,25

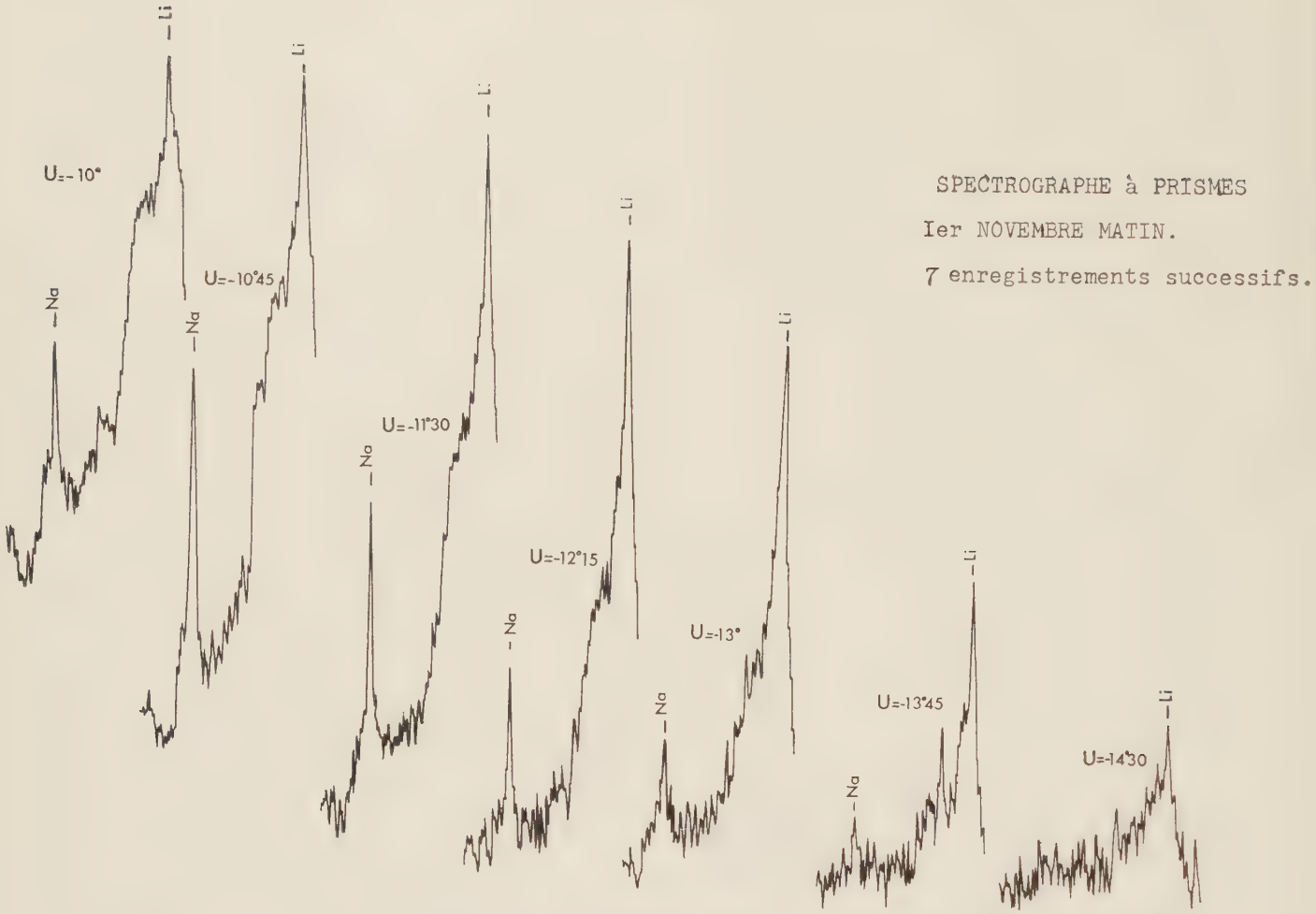


FIG. 20*b*. — *Spectrographe à prismes.* Enregistrement microphotométrique du spectre du 1er novembre 1962 au matin.

Ils ont été calculés à partir de la relation :

$$\int_0^{+\infty} k_\nu d_\nu = k_0 \, U \frac{\nu_0}{c} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-a^2} \, dx = \frac{\pi e^2 f}{mc}$$

f est la force d'oscillateur, e et m sont la charge et la masse de l'électron. La température de la couche a été prise égale à 220 °K.

L'intensité reçue par l'observateur est :

$$J = \frac{\mu_0}{4(\mu + \mu_0)} \cdot F_c . T_{BA} . \int_0^{+\infty} e^{-\frac{\tau_\nu}{\mu_0}} \left(1 - e^{-\tau_\nu\left(\frac{1}{\mu_0} + \frac{1}{\mu}\right)}\right) d\nu \, ;$$

T_{BA} est la transmission de la basse atmosphère qui s'étend de la couche émise à l'observateur.

L'intégrale ci-dessus a été calculée par la méthode de LÉVY [31].

$$\mathfrak{J} = \frac{\mu_0}{4(\mu + \mu_0)} \cdot F_c . U \frac{\nu_0}{c} \cdot \sqrt{\pi} . T_{BA}$$
$$\left\{ \tau_0 \left(\frac{2}{\mu_0} + \frac{1}{\mu}\right) S \left[\tau_0 \left(\frac{2}{\mu_0} + \frac{1}{\mu}\right)\right] - \frac{\tau_0}{\mu_0} \cdot S \left(\frac{\tau_0}{\mu_0}\right) \right\}.$$

Pour les densités optiques plus faibles, nous pouvons écrire :

$$J = \frac{1}{4\mu} \cdot F_\nu . U \frac{\nu_0}{c} \tau_0 . T_{BA}.$$

L'intensité émise par le doublet rouge et reçue par l'observateur est donc :

$$(10) \quad 4\pi\mu \, \mathfrak{J}_{Li} = \pi F_{cLi} . N_{Li} . \frac{\pi e^2}{mc} (f_1 + f_2) . T_{BA}$$
$$= 16{,}4 \, N_{Li} . T_{BA} \text{ en rayleighs.}$$

Ainsi l'intensité est proportionnelle à l'abondance.

Pour le sodium, nous avons :

$$4\pi\mu \, \mathfrak{J}_{Na} = 4\pi\mu . (\mathfrak{J}_{D_2} + \mathfrak{J}_{D_1}) \text{ en rayleighs}$$

J_{D_2} et J_{D_1} ont été calculées dans le chapitre précédent ;

J_{Na} a été évaluée à partir du rapport mesuré R_1 des intensités des raies D. Connaissant J_{Na} et R_2 nous déterminons ensuite l'intensité absolue de l'émission $4\pi\mu J_{Li}$ exprimée en rayleighs.

Connaissant l'intensité absolue de la couche émissive du lithium, en appliquant la relation [10] nous déterminons ensuite l'abondance N des atomes de lithium. Nous pouvons déterminer la limite inférieure du rapport R_2 des intensités J_{Li}/J_{Na} en considérant qu'il n'y a pas d'auto-absorption pour le sodium. Soit R_2' ce rapport, nous avons :

$$R_2' = \frac{F_{cLi}.N_{Li}(f_1 + f_2)_{Li}}{F_c\,Na.N_{Na}(r_1 f_1 + r_2 f_2)_{Na}} \times \frac{T_{Li}}{T_{Na}} = 18{,}4.\frac{N_{Li}}{N_{Na}} \times \frac{T_{Li}}{T_{Na}}.$$

Le facteur de transmission est composé de deux termes : $T_{BA} = T_{air} \times T_{ozone}$. T_{air} est la transmission par diffusion et T_{oz} est la transmission par absorption vraie de l'ozone. Comme l'angle de visée du spectrographe est $\zeta = 75°$. Nous pouvons écrire : $T_{air} = 10^{-D_0 M(\zeta)}$ où M est la masse d'air traversée et D_0 est la densité optique par diffusion moléculaire de l'atmosphère au zénith.

$T_{ozone} = 10^{-D'(\zeta)}$ où $D'(\zeta)$ est la densité optique de l'ozone à la distance zénithale ζ

$$D'(\zeta) = a.e.\sec\alpha \text{ avec } \sin\alpha = \frac{R \sin\zeta}{R + z}.$$

z est la hauteur de la couche d'ozone et e est l'épaisseur réduite de la couche d'ozone $e = 0{,}27$ mm, $z = 23$ km.

Avec les données numériques suivantes : $\zeta = 75°$, $M = 3{,}82$, $D_{0Na} = 0{,}030$, $D_{0Li} = 0{,}018$ $a_{Na} = 51.10^{-3}$, $a_{Li} = 20.10^{-3}$. Les coefficients a sont de VIGROUX [55].

Après calculs faits :

$$T_{Na} = 0{,}68, \quad T_{Li} = 0{,}82.$$

HAUTEUR ET DISTRIBUTION DE LA COUCHE

Tous ces calculs ne sont valables que pour les dépressions solaires β inférieures à 6°30′. Les mesures concernant $\beta \leqslant 6°30'$ nous renseignent déjà sur le rapport des abondances des atomes de lithium et de sodium. La partie de courbe où β est supérieur à 6°30′ peut nous renseigner sur la hauteur et la distribution de la couche. Supposons que la couche émissive se distribue suivant une loi exponentielle au-dessus et au-dessous d'une hauteur z_1. La densité n des atomes par rapport à la hauteur z s'écrit :

$$n(z) = \frac{N}{2H} e^{-\frac{z-z_c}{H}} \quad \text{pour } z \text{ supérieur à } z_c$$

$$n(z) = \frac{N}{2H} e^{+\frac{z-z_c}{H}} \quad \text{pour } z \text{ inférieur à } z_c$$

N est l'abondance des atomes et H la hauteur d'échelle.

Comme τ_0 est petite, l'équation peut s'écrire, en posant avec D. M. HUNTEN [11] $z = z_c - y + x$ où y est la distance du point d'intersection de l'ombre de la Terre par rapport à la verticale (point z_1) à la hauteur z_c de la couche : (voir fig. 21a)

$$(11) \qquad 4\pi\mu\, \mathfrak{J}(\tau_0, \mu) = \pi F_c\, U \frac{\nu_0}{c}.\frac{\tau_0}{H}.\sqrt{\pi}\left[e^{\frac{y}{H}} \int_y^{\infty} T(x)\, e^{-\frac{x}{H}} + e^{-\frac{y}{H}} \int_{-25}^{y} T(x)\, e^{\frac{x}{H}}\, dx\right].$$

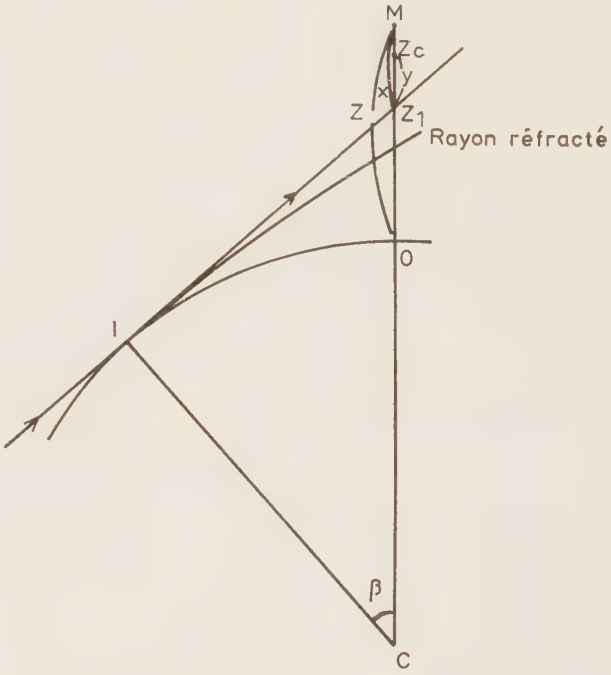


FIG. 21a.

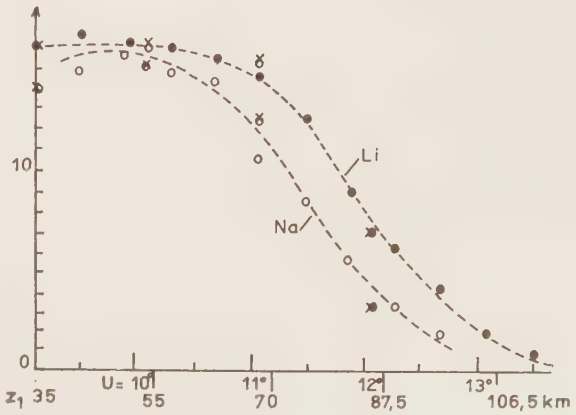


FIG. 21b. — 1er novembre soir. $H_{Li} = 108$ km. Détermination de la hauteur de la couche d'après la méthode de HUNTEN et SHEPHERD.

T(x) est le facteur de transmission des rayons solaires excitateurs à l'altitude z, nous supposons que T(x) vaie peu pour β compris entre 7° à 10°.

Soit S(x) la quantité entre crochets dans l'équation [11], avec H = 8 km, nous avons tous calculs faits :

x ou y	— 25 km	— 20	— 15	— 10	— 5	0	+ 5	+ 10
T(x)	0	0,0016	0,0047	0,0114	0,0257	0,054	0,114	0,23
S(y)		0,12	0,21	0,38	0,70	1,24	2,11	3,50
x ou y	+ 15	+ 20	+ 25	+ 30	+ 35	+ 40	+ 45	
T(x)	0,40	0,46	0,62	0,89	0,95	0,98	0,99	
S(y)	5,43	7,25	9,19	11,62	13,76	15,16	16	

Ainsi pour β supérieur à 7°, l'intensité émise par la couche est :

$$(12)\quad 4\pi\mu\, J_{Li} = \pi F_c \sqrt{\pi}\, N \frac{\pi e^2}{mc} (f_1 + f_2) \cdot \frac{S(y)}{2H}$$

y est lié à z_1 par la relation : $z_1 = z - y$. D'autre part $z_1 \cos \beta = R$ où R est le rayon de la Terre, la hauteur de la couche est donnée par $y = 0$. Cette méthode nous permet une fois de plus de vérifier si la hauteur de la couche donnée par les premières estimations est exacte. Celle-ci a été calculée par D. M. Hunten puis utilisée par D. M. Hunten et Shepherd [11] pour évaluer la hauteur de la couche émissive du sodium crépusculaire mais elle s'applique mieux au cas du lithium car on n'a pas à tenir compte de l'effet d'auto-absorption.

Résultats

Les principaux résultats de mesure sont données dans le tableau VII.

TABLEAU VII

Dates	H_{Li} 1re méthode	H_{Li} 2e méthode	J_{Na}(kR)	J_{Li}(kR)	N_{Li}	N_{Li}/N_{Na}
30 octobre, S.	.....	.....	4,3	2,6	$2{,}0.10^8$	0,025
31 octobre, M.	110 km	.....	2,5	2,85	$2{,}26.10^8$	0,065
31 octobre, S.	115 km	.....	4,6	3,7	2,94	0,038
			4,0	3,8	3,2	0,045
1er novembre, M.	115 km	.....	4,7	2,5	2,0	0,025
			4,7	2,7	2,1	0,026
			3,0	1,7		
1er novembre, S.	110 km	108 km	4,9	3,0	2,4	0,027
2 novembre, S.	115 km	107 km	.....	.....	.....	0,03
13 novembre, S.	.....	.....	4,0	0,58	$4{,}6.10^7$	0,008
			3,8	0,56	4,4	0,008
16 novembre, S.	.....	.....	3,5	0,66	5,2	0,009
			3,0	0,52	4,0	0,01
19 novembre, S.	.....	.....	5,2	0,44	3,5	0,003
20 novembre, S.	.....	.....	5,0	0,40	3,2	0,003
22 novembre, S.	.....	.....	4,7	0,44	3,5	0,004

Discussion

Les altitudes trouvées, toutes supérieures à 100 km, montrent que la couche émissive du lithium est nettement au-dessus de la couche de Na contrairement à ce qu'ont trouvé D. M. Hunten et M. Sullivan [53] en novembre et décembre 1961.

Considérons ensuite le rapport R des intensités Li/Na se rapportant à l'intensité plateau. Si nous comparons ces résultats avec ceux de M. Gadsden

[56] concernant l'émission crépusculaire du lithium en 1958, nous trouvons un même phénomène : à partir du maximum où R_2 est un peu supérieur à l'unité jusqu'au minimum où $R_2 = 0{,}05$ la descente a une allure exponentielle. L'intensité absolue de l'émission décroît de 4000 rayleighs à 200 rayleighs en l'espace de 30 jours.

L'exaltation brusque du lithium avec un maximum aigu pouvant atteindre une intensité plus forte que le sodium (fig. 22) ne peut être expliquée que par un apport extérieur de lithium. Il est vraisemblable que notre observation du lithium le 7 décembre 1962 correspond au lithium naturel.

D'après une liste d'expériences thermonucléaires américaines dans le Pacifique communiquée par l'Institut de Physique nucléaire de la Faculté des Sciences de Lyon, nous avons la certitude que le lithium observé a été produit par des bombes thermonucléaires ayant explosées à haute altitude.

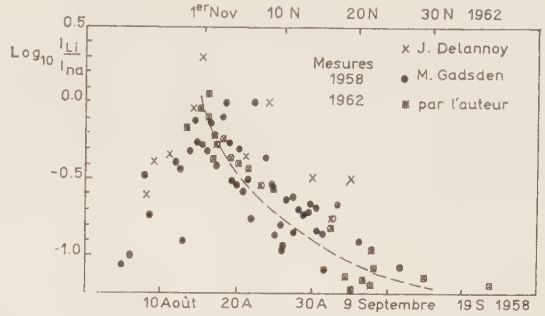


Fig. 22. — Variation du rapport R_2 au cours du mois d'observation. Comparaison avec les mesures de M. Gadsden et K. Salmon (d'après le graphique de M. Gadsden).

Essais de bombes thermonucléaires américaines dans le Pacifique

Dates	Lieu	Nature	Puissance	Observations
30- 6-1962.....	Ile Christmas	aérienne	plusieurs MT	Engin H.
8- 7	Ile Johnson	espace	1 MT	Très haute altitude 300-400 km.
10- 7	Ile Christmas	aérienne	moyenne	
11- 7	d°	d°	1 MT	Engin H.
2-10	Ile Johnson	d°	moyenne	
6-10	d°	d°	20 KT	
18-10	d°	d°	plusieurs MT	Engin H.
20-10	d°	d°	20 KT	Très haute altitude 30-50 km.
26-10	d°	espace	< 1 MT	Engin H très haute altitude.
28-10	d°	aérienne	moyenne	
30-10	d°	aérienne	plusieurs MT	Engin H.
1-6-11.....	d°	espace	< 1 MT	Engin H lancé par fusée.
4-11-1962.....	d°	d°	20 KT	Engin lancé par fusée.

Si l'observation de M. Gadsden [57] le 12 juillet 1962 correspond à la bombe du 8 juillet nos observations à partir du 30 octobre correspondraient à la bombe du 26 octobre au-dessus de l'île Johnson (latitude 16,7° N, longitude 190°5 E). Le transport du lithium dépend du régime des vents à très haute altitude. A la hauteur de la thermosphère (par exemple à 110-120 km), un vent de « latitude » supérieur à 80 m/sec a été détecté [58] ; cette vitesse est suffisante pour apporter le lithium en 3 jours du lieu d'explosion au lieu d'observation.

Conclusion

Il existerait ainsi deux phénomènes distincts :

1° Le lithium naturel, dont l'origine est encore discutée, observé par J. Delannoy et G. Weill [49] en septembre et octobre 1957, par V. Jones [59] et G. Kvifte [60] et par D. M. Hunten et M. Sullivan [53] en novembre-décembre 1961. L'intensité émise par le lithium naturel est inférieure à 400 rayleighs.

2° Le lithium artificiel produit par l'explosion des bombes thermonucléaires à haute altitude dont l'intensité maximum observée atteint 4000 rayleighs.

Dans le premier cas, le rapport des abondances Li/Na est de l'ordre de 0,003 pendant la période de maximum. Ce rapport s'accorde avec l'hypothèse météoritique. Dans le second cas, le rapport des abondances atteint 0,065. La disparition de l'émission une trentaine de jours après l'explosion nous fait penser que la durée de résidence du lithium artificiel dans la haute atmosphère serait de l'ordre de 10^7 secondes.

Remerciements

Je désire exprimer :

— Ma respectueuse reconnaissance à M. le Pr J. Dufay, directeur de l'Observatoire de Lyon et de Haute-Provence, qui a dirigé ces recherches et dont les conseils m'ont permis de résoudre les nombreuses difficultés rencontrées au cours de ce travail.

— Ma reconnaissance à M. D. Barbier pour l'intérêt avec lequel il a examiné mon travail et les conseils qu'il m'a donnés.

— Mes remerciements à M. le Pr M. Dufay pour le spectrographe qu'il a fait construire et qu'il a mis à ma disposition.

— Je remercie tout particulièrement M. C. Joly de l'aide qu'il m'a apporté lors de la prise des clichés ainsi que les observations qu'il a effectuées seul à l'Observatoire de Haute-Provence pendant mes absences.

RÉFÉRENCES

[1] Slipher, 1929, *Publications of Astronomical Society of the Pacific*, **61**, 263.

[2] Currie B. W. et Edward H. W., 1936, *Terrestrial Magnetism*, **4**, 265.

[3] Bernard R., 1938, *Comptes rendus*, **206**, 448.

[4] Cabannes J., Dufay J. et Gauzit J., 1938, *Comptes rendus*, **206**, 870 ; 1938, *Astrophysical Journal*, **88**, 164.

[5] Bernard R., 1938, *Comptes rendus*, **206**, 929.

[6] Vegard L. et Tönsberg, *Geofys. Publ.*, **13**, 1, 57.

[7] Bricard J. et Kastler A., 1944, *Annales de Géophysique*, **1**, 53.

[8] Dufay J., 1947, *Comptes rendus*, **225**, 690.

[9] Elvey et Farnsworth, 1942, *Astrophysical Journal*, **96**, 451.

[10] Barbier D., 1948, *Annales de Géophysique*, **4**, 193.

[11] Hunten D. M., 1944, *Journal Atmosph. and Terrestr. Physics*, **5**, 44.
Hunten and Shepherd, 1954, *Journal Atmosph. and Terrestr. Physics*, **5**, 57.

[12] Donahue T. M. et Resnik R., 1954, *Physical Review*, **98**, 1622.

[13] Chamberlain J. W., Hunten D. M. et Mack J. E., 1958, *Journal Atmosph. and Terrestr. Physics*, **12**, 153.

[14] Donahue T. M. et Stull R., 1959, *Annales de Géophysique*, **15**, 481.

[15] Harrison and Jones V., Airglow and aurorae, Pergamon Press, London, 95.

[16] Galperin V. I., 1956, *Astr. J. Moscow*, **33**, 173.

[17] Jones V. et McPherson, 1957, *Journal Atmosph. and Terrestr. Physics*, **13**, 178.

[18] Nguyen-huu-Doan, 1959, *Comptes rendus*, **249**, 739.

[19] Dufay J., 1942, *Annales d'Astrophysique*, **5**, 93-113.

[20] Blamont J. E., 1956, Airglow and the aurorae, Pergamon Press, London, 99.

[21] Blamont J. E. et Donahue T. M., 1958, *Annales de Géophysique*, **14**, 282.

[22] Priester W., 1953, *Z. Astr.*, **32**, 200.

[23] Shane, 1941, *Lick Ob. Bull.*, **19**, 119.

[24] Scrimger and Hunten, 1955, *Canadian Journal of Physics*, **33**, 780.

[25] Minnaert, The Sun, Kuiper, University Press, Chicago.
Unsöld, Physique des atmosphères stellaires, Publications du C. N. R. S.

[26] Chandrasekhar S., 1950, Radiative transfer, Clarendon Press, Oxford.

[27] Chandrasekhar S. et Elbert Dona, 1952, *Astrophysical Journal*, **115**, 269.

[28] Ladenburg, cité par Unsöld, Physique des atmosphères stellaires, Publications du C.N.R.S

[29] Lévy, 1930, *Zeicht für Physics*, **65**, 189.

[30] Hunten D. M., Airglow and the aurorae, Pergamon Press, London, p. 183.

[31] Van de Hulst, 1947, *Astrophysical Journal*, **107**, 220.

[32] Brandt J., 1958, *Journal Atmosph. and Terrestr. Physics*, **13**, 99.

[33] Link F., 1958, *Studia Géophys. et Géod.*, **2**, 47.

[34] Donahue T. M., 1958, *Physical Review Letters*, **1**, 287.

[35] Blamont J. E. et Donahue T. M., 1961, *Annales de Géophysique*, **17**, 116.

[36] Barbier D., 1959, *Annales de Géophysique*, **15**, 412.

[37] Donahue T. M., 1959, *Nature*, London, **183**, 1480.

[38] Kastler A. et Bricard J., 1951, Colloque de Liège.

[39] Jones V., 1958, *Annales de Géophysique*, **14**, 179.
Dufay M., 1958, *Annales de Géophysique*, **14**, 891.
Istomin, 1961, *Dokladhy Akad. Nauk S. S. S. R.*, **136**, n° 5, 1086.

[40] Sullivan M. et Hunten D. M., 1962, *Nature*, **195**, 589.

[41] Silverman M., 1962, *Planetary Space Science*, **9**, 90.

[42] Junge C. E., Oldenberg O. et Wasson J. J., 1962, *Journal Geophysical Research*, **67**, 1027.

[43] Chapman S., 1939, *Astrophysical Journal*, **90**, 309.

[44] Bates R. et Nicolet M., 1950, *Journal Geophysical Research*, **55**, 301.

[45] Bates R., 1950, *Science of the light, Tokyo*, **47** (voir [46]).

[46] Potter A. et del Duca, 1960, *Journal Geophysical Research*, **65**, 3915.

[47] Jones V., 1963, *Planetary Space Science*, **10**, 117.
[48] Hunten D. M., 1956, Airglow and the aurorae, Pergamon Press, London, p. 114.
[49] Delannoy J. et Weill G., 1958, *Comptes rendus*, **247**, 801.
[50] Gadsden M. et Salmon K., 1958, *Nature*, London **182**, 1589.
[51] Barbier D., Delannoy et Weill G., 1958, *Comptes rendus*, **247**, 886.
[52] Barber D. R., 1959, *Nature*, London, **183**, 384.
[53] Hunten D. M. et Sullivan M., 1962, *Nature*, London, **193**, 1064.
[54] Cojan A., 1947, *Annales d'Astrophysique*, **10**, 33.
[55] Vigroux, 1953, *Thèse*, Paris ; 1953, *Annales de Physique*, **8**, 709.
[56] Gadsden M. et Salmon K., 1961, *Journal Atmosph. and Terrestr. Physics*, **22**, 75.
[57] Gadsden M., 1962, *Annales de Géophysique*, **18**, 392.
[58] Kochanski Adam, 1963, *Journal of Geophysical Research*, **68**, 213.
[59] Jones V., 1959, *Nature*, London, **183**, 1315.
[60] Kvifte G., 1959, *Nature*, London, **183**, 1384.

ANNEXE

Tableau de mesures du rapport des intensités des raies D au cours du crépuscule

Dates	Dépression solaire moyenne $U = \alpha + \beta$	Émulsion employée	Rapport des intensités D_2/D_1	N (nombre d'atomes par cm² de section au zénith) × 10^9	Intensité absolue calculée (int. plateau)
Année 1959.					
31 octobre, Matin ...	8°30	103 aF	1,30	8,1	4,2 kR
	10°15		1,40	8,1	
	12°		1,55	4,5	
1er novembre, M. ...	8°30		1,24	8,5	4,3
	9°30		1,38	7	4,0
	10°30		1,48	6,0	
1er novembre, Soir...	10°		1,46	6,0	3,5
2 novembre, M. ...	9°30		1,32	8,0	4,2
7 novembre, M. ...	10°		1,36	8,5	4,3
20 novembre, S.	10°		1,48	5,5	3,3
23 novembre, M. ...	10°		1,4	7,5	4,5
24 novembre, S.	10°		1,43	7,0	4,3
25 novembre, M. ...	10°		1,40	7,5	4,5
25 novembre, S.	10°		1,52	5,0	3,4
Année 1960.					
6 janvier, M.	10°		1,60	3,5	2,6
6 janvier, S.	10°		1,62	3,5	2,6
7 janvier, M.	10°		1,38	7,7	4,7
8 janvier, S.	10°		1,53	5,0	3,4
9 janvier, M.	10°		1,38	7,7	4,7
29 janvier, S.	9°30		1,48	5,5	3,5
30 janvier, M.	10°		1,52	5,0	3,4
31 janvier, M.	9°30		1,36	8,0	4,8
2 février, M.	9°30	103 aF	1,62	3,0	2,3 kR
3 février, M.	9°30		1,45	6,0	3,8
2 février, S.	9°30		1,45	6,0	3,8
6 février, M.	9°30		1,34	8,0	4,2
23 février, S.	9°30		1,49	5,5	3,5
18 mars, S.	9°		1,24	10,5	5,2
19 mars, S.	9°30		1,39	7,5	4,3
5 avril, M.	9°		1,42	6,5	3,7
5 avril, S.	7°		1,35	6,8	
			1,47	5,3	3,3
6 avril, M.	9°30		1,62	2,8	2,2
7 avril, M.	9°30		1,57	3,5	2,5
	7°		1,36	5,7	
8 avril, M.	9°30		1,48	5,3	3,4
20 juin, S.	9°		1,65	2,0	1,5
	11°		1,84	0,5	
21 juin, M.	9°		1,80	0,5	0,5
12 juillet, S.	9°		1,65	2,0	1,5
13 juillet, S.	9°		1,52	4,0	2,7
	10°30		1,68	2,0	1,6
16 juillet	9°30		1,90		
17 juillet, S.	9°		1,62	2,1	1,6
18 juillet, S.	9°		1,40	6,7	3,7
19 juillet	9°		1,40	6,7	3,7

Dates	Dépression solaire moyenne $U = \alpha + \beta$	Émulsion employée	Rapport des intensités D_2/D_1	N (nombre d'atomes par cm² de section au zénith) × 10^9	Intensité absolue calculée (int. plateau)
—	—	—	—	—	—
Année 1960.					
24 juillet	9°30		1,65	2,2	1,7
25 juillet	8°		1,60	2,0	1,6
1er août	8°		1,4	5,6	
	9°		1,52	4,0	2,7
	11°		1,60	3,7	
2 août, M.	11°		1,60	3,7	
	9°		1,60	2,2	1,7
	8°		1,40	5,5	
2 août, S.	8°		1,12	12,0	
	9°		1,55	4,0	2,7
	11°		1,50	5,0	
3 août, S.	9°30	103 aF	1,67	2,0	1,5
7 août, M.	9°30		1,40	6,5	3,7
6 août, S.	9°30		1,65	2,0	1,5
30 octobre, M.	8°		1,40	5,7	
	9°		1,46	5,5	3,4
30 octobre, S.	8°		1,28	8,0	
	9°		1,42	7,0	3,8
7 novembre, S.	7°30		1,28	7,5	
	8°30		1,36	7,0	
	10°		1,42	7,0	3,8
	12°		1,48	7,5	
8 novembre, S.	7°30		1,19	9,5	
	9°		1,30	9,0	4,7
13 novembre	7°30		1,40	5,0	
	9°		1,42	6,7	3,7
	11°		1,47	6,7	
14 novembre, M. ...	7°30		1,32	6,5	3,5
	9°		1,49	4,8	
14 novembre, S.	7°30		1,16	10,5	
	9°		1,30	9,0	4,8
	11°		1,52	5,5	
15 novembre, M. ...	9°		1,25	10,5	5,2
	11°		1,31	10,0	
15 novembre, S.	9°		1,37	6,5	3,7
11 décembre, S.	8°30		1,14	13,0	
	9°30		1,25	10,0	4,9
	11°		1,35	10,0	
12 décembre, S.	9°		1,28	9,5	4,9
	10°30		1,32	9,6	
15 décembre, S.	8°30		1,49	4,6	3,0
20 décembre	8°30		1,32	8,0	4,2
21 décembre	8°30		1,36	7,6	4,1
22 décembre	8°30		1,40	6,2	3,5
Année 1961.					
14 janvier, M.	7°30	103 aE	visée Nord 1,20	9,5	4,25
	8°45		Est 1,49	4,5	3,0
17 janvier, M.	8°45		Ouest 1,45	5,5	3,4
18 janvier, S.	6°30		Ouest 1,29	6,2	
	7°30		1,36	6,0	
	8°45		1,50	4,5	3,0
	10°		1,50	4,0	

Dates	Dépression solaire moyenne $U = \alpha + \beta$	Émulsion employée	Rapport des intensités D_2/D_1	N (nombre d'atomes par cm² de section au zénith) × 10^9	Intensité absolue calculée (int. plateau)
—	—	—	—	—	—
Année 1961.					
23 janvier, S.	7°30		Ouest 1,38	5,7	
	8°45		1,49	4,5	2,95
	10°30		1,52	5,2	
26 janvier, S.	8°45		Ouest 1,42	6,0	3,6
7 février, M.	8°45		Est 1,42	6,0	3,6
	10°15		1,60	3,5	
8 février, M.	7°30		S-Est 1,27	8,0	4,0
	8°30		Est 1,55	3,5	2,4
8 février, S.	7°30		N-Est 1,26	8,0	4,0
	9°		Ouest 1,55	3,6	2,5
9 février, M.	7°		Est 1,27	7,0	
	10°30		1,49	5,5	3,5
15 mars, S.	8°30	103 aD	visée Ouest 1,40	6,0	3,6
20 mars, S.	6°		Nord 1,32	8,2	
	7°		1,40	7,2	4,5
21 mars, M.	6°		Nord 1,27	9,5	
	7°		1,43	6,6	4,75
	8°30		1,36	9,2	
	9°30		1,28	10,0	
22 mars, M.	9°30		Nord 1,32	10,0	5,0
	8°30		1,33	9,2	
	7°		1,28	10,0	
23 mars, S.	12°		Ouest 1,35	8,5	
	10°30		1,55	5,0	
	9°30		1,50	5,0	
23 mars, M.	9°30		Est 1,42	6,8	3,9
	8°30		1,42	6,0	
	7°		1,40	5,3	
24 mars, S.	6°	103 aD	visée Ouest 1,25	6,0	
	7°		1,30	6,5	
	8°30		1,42	6,0	4 kR
	9°30		1,36	7,5	
8 avril, M.	12°		Est 1,60	5,0	
	9°30		1,49	5,5	3,5
	8°30		1,40	6,0	
8 avril, S.	9°30		Est 1,47	5,5	3,5
	8°30		1,33	7,0	
9 avril, M.	10°30		Est 1,46	6,5	
	9°30		1,45	6,0	3,7
	8°30		1,40	6,2	
	7°30		1,36	6,0	
	6°30		1,32	6,0	
10 avril, S.	7°		Ouest 1,26	7,5	
	8°		1,32	7,5	
	9°30		1,39	7,0	4,0
11 avril, M.	9°30		Est 1,40	6,0	3,7
	8°30		1,37	6,5	
	7°30		1,56	3,5	
	6°30		1,41	4,5	
17 avril	8°30		N-Est 1,24	10,5	
	7°30		1,36	8,0	4,5

Dates	Dépression solaire moyenne $U - \alpha + \beta$	Émulsion employée	Rapport des intensités D_2/D_1	N (nombre d'atomes par cm² de section au zénith) × 10^9	Intensité absolue calculée (int. plateau)
Année 1961.					
18 avril, M.	12°		Ouest 1,50	6,5	
	10°30		1,45	6,0	
	9°30		1,45	5,5	3,5
	8°30		Nord 1,22	14	
	7°30		1,23	12	
	6°30		1,35	7,5	4,2
19 avril, M.	9°40		Est 1,53	4,5	
	8°40		1,65	3,0	2,1
19 avril, S.	10°30		Ouest 1,48	6,2	
	9°30		1,34	7,0	4,0
7 mai, S.	9°30		Ouest 1,54	4,5	3,1
	10°30		1,53	5,0	
8 mai, M.	9°30	103 aD	visée Est 1,73	1,3	
	8°30		1,60	3,0	2 kR
	7°30		1,48	4,0	
	6°30		1,42	4,0	
8 mai, S.	8°30		Ouest 1,50	4,5	
	9°30		1,65	2,5	1,9
	10°30		1,75	1,2	
10 mai, S.	8°30		Ouest 1,45	5,0	
	9°30		1,68	2,0	1,5
	10°30		1,52	5,2	
11 mai, S.	8°30		Ouest 1,55	3,5	
	9°30		1,58	3,5	2,3
	10°30		1,65	3,2	
12 mai, S.	8°30		Ouest 1,45	5,0	
	9°30		1,64	3,2	2,1
	10°30		1,58	4,2	
13 mai, M.	8°30		Est 1,62	2,8	
	9°30		1,67	2,5	1,85
19 mai, S.	8°30		N-Est 1,45	6,0	
	9°30		1,55	5,0	3,3
	10°30		1,65	4,0	
20 mai, S.	9°30		Ouest 1,45	5,5	3,5
	10°30		1,64	5,0	
21 mai, S.	8°30		Ouest 1,45	6,0	
	9°30		1,55	4,8	3,2
	10°30		1,60	4,0	
8 juin, M.	9°30		N-Ouest 1,50	5,0	3,1
	10°30		1,72	2	
9 juin	10°30		N-Est 1,47	6,0	
	9°30		1,5	4,5	3,0
11 juin, M.	11°30		Est 1,70	2,1	
	10°		1,69	2,0	
	9°		1,62	2,5	1,9
	8°		1,52	3,5	
13 juin, S.	9°		N-Ouest 1,59	4,0	3,8
	10°		1,62	3,5	
14 juin, S.	9°	103 aD	N-Ouest 1,65	3,0	
	10°		1,64	2,5	1,8
	11°30		1,80	0,5	

Dates	Dépression solaire moyenne $U = \alpha + \beta$	Émulsion employée	Rapport des intensités D_2/D_1	N (nombre d'atomes par cm^2 de section au zénith) $\times 10^9$	Intensité absolue calculée (int. plateau)
—	—	—	—	—	—
Année 1961.					
14 juin, M.	11°30		N-Est 1,54	4,0	
	10°		1,82	0,3	
	9°		1,65	2,5	1,8 kR
15 juin, M.	11°30		Est 1,32	10,0	
	10°		1,48	6,0	
	9°		1,76	1,0	0,8
	8°		1,48	4,0	
18 juin, S.	8°		Ouest 1,45	4,3	
	10°30		1,65	3,1	2,0
20 juin, M.	10°45		Est 1,52	5,0	
	8°45		1,56	3,5	2,3
	7°		1,37	5,0	
9 juillet, S.	9°		Ouest 1,35	8,0	
	10°		1,60	3,8	2,7
	11°30		1,40	7,5	
10 juillet, S.	9°		Ouest 1,42	6,0	
	10°		1,57	4,0	2,8
	11°30		1,70	2,5	
11 juillet, M.	10°		Est 1,55	4,5	
	9°		1,62	3,0	2,1
	8°		1,75	0,8	
13 juillet, M.	10°		Est 1,55	4,5	
	9°		1,59	3,1	2,1
	8°		1,42	5,1	
14 juillet, M.	10°		Est 1,70	2,0	
	9°		1,63	1,8	
16 juillet, S.	12°		Ouest 1,52	5,0	
	10°		1,47	5,5	
	9°		1,40	6,2	3,5
	8°		1,32	6,5	
17 juillet, S.	8°		Ouest 1,26	8,7	
	9°		1,4	6,0	3,5
	10°		1,47	5,7	
	12°		1,62	3,5	
18 juillet, M.	12°	103 aD	visée Est 1,78	0,4	
	10°		1,50	5,0	
	9°		1,54	4,0	2,7
	8°		1,44	5,0	

SPECTRES AVEC LENTILLE PROJETTANT L'IMAGE DU CIEL SUR LA FENTE

DATES	DÉPRESSION SOLAIRE	RAPPORT D'INTENSITÉ DES RAIES D	N.10^9 ATOMES/cm^2	INTENSITÉ ABSOLUE ESTIMÉE
—	—	—	—	—
5 août 1961.....	9°	1,50	5,0	3,2 kR
8 août, M.	9°	1,45	5,8	3,5
8 août, S.	9°	1,62	3,0	2,1
10 août	9°	1,45	5,8	3,5
12 août	9°	1,55	4,1	2,8
18 août	9°	1,55	4,1	2,8
9 septembre	9°	1,50	5,0	3,2
10 septembre	9°	1,48	4,9	3,1
11 septembre	9°	1,45	5,8	3,5
2 décembre, S.	9°	1,55	4,1	2,8
4 décembre, M.....	9°	1,46	5,7	3,5
6 décembre, S.	9°	1,41	6,8	4,0
13 décembre, M.....	9°	1,35	7,5	4,2
15 décembre, M.....	9°	1,3	8,0	4,4
17 décembre	9°	1,24	10,0	5,0
18 décembre, S.	9°	1,30	9,0	4,8

TABLE DES MATIÈRES

Introduction 2

Instruments et méthodes d'observation 3

PREMIÈRE PARTIE

ÉTUDE SPECTROPHOTOMÉTRIQUE DES SPECTRES NOCTURNES

Chapitre I. — Étude des bandes de vibration rotation de la molécule OH 5
Liste des longueurs d'onde 7
Mesures de l'intensité des raies et bandes 10
Température de rotation des bandes OH 10
Discussion 12

Chapitre II. — Étude du doublet jaune de Na nocturne 13
Discussion des mesures et essai d'interprétation 15

Chapitre III. — Étude de la variation d'intensité de la raie Hα dans le spectre du ciel nocturne. 19

Références bibliographiques 21

DEUXIÈME PARTIE

ÉTUDE SPECTROPHOTOMÉTRIQUE DU CIEL CRÉPUSCULAIRE

Chapitre I. — Étude du sodium crépusculaire 24
Description des spectres et mesure du rapport des intensités des raies $R = I_{D_2}/I_{D_1}$ 24
Résultats d'observation 25
Interprétation théorique du rapport R 27
Discussion 31
Conclusion 33

Chapitre II. — Étude du lithium crépusculaire 35
Conditions d'observation et instruments utilisés 35
Mesures et calculs de l'intensité de l'émission 36
Discussion 40
Conclusion 41

Références bibliographiques 42

Annexe 44

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Spectre d'émission et spectre de diffusion de la comète Mrkos (1957 V)

Vu et approuvé :
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
J. Braconnier.

Vu et accordé le permis d'imprimer :
Lyon, le 11 juin 1963,
Le Recteur,
Président du Conseil de l'Université,
P. Louis.

Imprimerie Taffin-Lefort, à Lille (France). — *Published in France.*